

**Magnetooptische Untersuchungen an  
Hochtemperatursupraleitern unter Einfluss von  
Frequenzfeldern**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Augsburg

Vorgelegt von

Simon Che'Rose

Augsburg, Januar 2007

Erstgutachter: Prof. Dr. Bernd Stritzker

Zweitgutachter: Prof. Dr. Armin Reller

Tag der mündlichen Prüfung: 23. März 2007

# Inhalt

1	Einleitung.....	3
2	Theorie und Grundlagen .....	5
2.1	Supraleitung .....	5
2.1.1	Der supraleitende Zustand .....	5
2.1.2	Der strombelastete Supraleiter.....	7
2.1.3	Pinning.....	8
2.1.4	Hochtemperatursupraleiter im Magnetfeld.....	9
2.1.5	Flussdichteverteilung in Hochtemperatursupraleitern .....	10
2.1.6	Dünne Filme im Magnetfeld.....	11
2.2	Magnetooptik .....	13
2.2.1	Der Faraday-Effekt .....	13
2.2.2	Magnetooptische Materialien .....	17
2.3	YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> .....	18
2.4	MgB <sub>2</sub> .....	20
3	Probenpräparation und Experimenteller Aufbau .....	22
3.1	Herstellung der YBCO-Schichten .....	22
3.2	Herstellung von MgB <sub>2</sub> -Schichten .....	24
3.2.1	Experimenteller Aufbau.....	24
3.2.2	Optische Spektroskopie .....	25
3.2.3	Indirekte Ablation .....	27
3.2.4	Insitu Pressure Annealing (IPA).....	29
3.3	Strukturierung und Lift-Off, Proben- und Spulenarten .....	30
3.4	Experimenteller Aufbau.....	33
3.4.1	Magnetooptischer Aufbau.....	33
3.4.2	Experimenteller Aufbau für Frequenzmessungen .....	34
3.4.3	Aufbau zur Untersuchung der Großproben .....	35
3.4.4	Hochauflösender Messaufbau.....	38
4	Quantitative Magnetooptik .....	42
4.1	Kalibrierung der gemessenen Lichtintensität .....	42
4.2	Von der Flussdichte zur Stromdichte.....	46
4.2.1	Inversion des Biot-Savart'schen Gesetzes.....	46

4.2.2	Numerische Inversionsmethode.....	48
5	Messergebnisse .....	52
5.1	Einfluss von Frequenzfeldern auf das Flusseindringen in YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> -Filme.....	52
5.1.1	Vorbemerkungen zum Flusseindringen in YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>7-x</sub> .....	52
5.1.2	Durch Hochfrequenzpulse induzierter Schaltvorgang.....	53
5.1.3	Magnetooptische Untersuchung zur Spulen-Positionsabhängigkeit der Schaltzeit .....	55
5.1.4	Halbwellenaufgelöste magnetooptische Aufnahmen eines YBCO- Schaltelements unter Einfluss eines Frequenzfeldes.....	58
5.1.5	Subhalbwellenaufgelöste magnetooptische Aufnahmen eines YBCO- Schaltelements unter Einfluss eines Frequenzfeldes.....	63
5.1.6	Einfluss des Vorstroms auf das Flusseindringen .....	67
5.1.7	Einfluss des Frequenzfeldes auf die Geometrie der Flussfront .....	71
5.1.8	Einfluss des Frequenzfeldes auf die Fluss- und Stromdichteverteilung einer YBCO-Brücke im externen Magnetfeld .....	74
5.1.9	Einfluss des Frequenzfeldes auf die Fluss- und Stromdichteverteilung einer YBCO-Brücke beim gleichzeitigen Anliegen eines Transportstroms.....	78
5.1.10	Einfluss der Frequenz des Frequenzfeldes auf das Eindringverhalten in YBCO.....	86
5.2	Einfluss von Frequenzfeldern auf das Flusseindringen in MgB <sub>2</sub> .....	88
5.2.1	Einfluss von Frequenzfeldern auf das homogene Flusseindringen in MgB <sub>2</sub> .....	89
5.2.2	Einfluss von Frequenzfeldern auf die Dendritenbildung in MgB <sub>2</sub> .....	93
6	Zusammenfassung der Messergebnisse .....	99
7	Literatur .....	102
	Anhang.....	108
	Danksagung .....	119
	Lebenslauf.....	121

# 1 EINLEITUNG

Im Jahr 1986 fanden J.G. Bednorz und K.A. Müller in dem Kuprat  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  erstmals eine Verbindung, die eine Übergangstemperatur  $T_c$  von der Normalleitung in die Supraleitung von mehr als 30 K aufwies <sup>[Bed86]</sup>. Bereits ein Jahr später präsentierte die Gruppe um Chu den Kupratsupraleiter  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  mit  $T_c = 92$  K. Erstmals konnte der supraleitende Zustand durch relativ einfache und kostengünstige Kühlung mit flüssigem Stickstoff erreicht werden. Diese Entdeckungen lösten große Euphorien in der Wissenschaft aus. Zukunftsvisionen von supraleitenden Schwebebahnen und einem verlustfreien Stromtransport entstanden. Doch bis heute sind nur wenige dieser Visionen Realität geworden. Gründe dafür sind die schwierige Verarbeitung der spröden Kuprate und deren schlechte intergranulare Leitfähigkeit. Um eine Nutzung zu ermöglichen müssen diese Materialien strukturiert auf kristalline Substrate aufgewachsen werden, was kleine bis mittlere Substratgrößen (einige cm) begünstigt. Als realisierbare Anwendungen gelten heute z.B. der Einsatz als Strombegrenzer oder supraleitender Schalter (vgl. Kapitel 5.1.2). Beim Einsatz in technischen Stromnetzen muss aber bedacht werden, dass auftretende elektromagnetische Wechselfelder die supraleitenden Eigenschaften des Bauteils beeinträchtigen könnten. Hiebl et al. <sup>[Hie03]</sup> konnten sogar zeigen, dass es möglich ist den Supraleiter durch einen Frequenzpuls aktiv in die Normalleitung zu zwingen.

Ein Ziel dieser Arbeit bestand nun darin, den Einfluss von Frequenzfeldern auf die supraleitenden Eigenschaften von  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Elementen und die zugrunde liegenden Mechanismen zu untersuchen. Dabei wurde das magnetooptische Verfahren als primäre Analysemethode verwendet. Dieses Verfahren nutzt den Effekt der Faraday-Drehung zur Sichtbarmachung von magnetischen Flusszuständen im Supraleiter. So können die Auswirkungen von Frequenzfeldern auf den Supraleiter direkt beobachtet werden.

Das zweite Ziel bestand in der magnetooptischen Untersuchung des Einflusses von Frequenzfeldern auf das Flusseindringen in den Supraleiter  $\text{MgB}_2$ . Hierbei handelt es sich um eine intermetallische Verbindung bei der der supraleitende Zustand erst vor kurzem nachgewiesen werden konnte. Bemerkenswert sind hierbei die für metallische Supraleiter außergewöhnlich hohen Übergangstemperaturen von  $T_c = 39$  K. Doch zeigt das Material noch einige weitere Besonderheiten, was es zu einer der derzeit meist untersuchten Materialklassen macht.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich dabei in 6 Abschnitte. Nach diesen einleitenden Worten werden in Kapitel 2 die wesentlichen Grundlagen zur Supraleitung, zur

Magnetooptik und zu den beiden supraleitenden Materialien  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  und  $\text{MgB}_2$  vermittelt. Kapitel 3 beschreibt die Herstellung und Weiterverarbeitung der untersuchten Proben, sowie die verwendeten Messaufbauten. Dabei wird speziell auch auf die Laserablation von  $\text{MgB}_2$ -Schichten eingegangen, wofür in der Arbeitsgruppe ein neues Verfahren entwickelt wurde. In Kapitel 4 werden die angewandten Methodiken zur quantitativen Magnetooptik beschrieben. Unter anderem wird hier gezeigt, wie es möglich ist aus der gemessenen Feldverteilung, die Stromdichteverteilung zu berechnen. Die Ergebnisse der Messungen werden dann in Kapitel 5 detailliert beschrieben und in Kapitel 6 kurz zusammengefasst. Als letztes ist im Anhang dann der verwendete Programmcode (s. Kapitel 4) mit einer kurzen Programmbeschreibung zu finden.

## 2 THEORIE UND GRUNDLAGEN

### 2.1 Supraleitung

#### 2.1.1 Der supraleitende Zustand

Kühlt man ein supraleitendes Material unter seine materialspezifische kritische Temperatur  $T_c$ , so kommt es zu einem Phasenübergang, das Material geht in den supraleitenden Zustand über. Der supraleitende Zustand ist dabei durch zwei wesentliche Eigenschaften gekennzeichnet. Zum einen durch eine ideale Leitfähigkeit (zum ersten Mal 1911 von H. Kammerlingh-Onnes an Quecksilber beobachtet <sup>[Kam11]</sup>) und zum anderen durch einen idealen Diamagnetismus. Letzteres wird meist als Meissner-Ochsenfeld-Effekt (nach seinen Entdeckern <sup>[Mei33]</sup>) bezeichnet und macht sich in der vollständigen Verdrängung eines Magnetfeldes aus dem Inneren des Supraleiters (SL) bemerkbar.

Die freien Ladungsträger in einem Supraleiter bilden ein Fermigas und unterliegen somit dem Pauli-Prinzip, welches eine gleichzeitige Besetzung ein und desselben quantenmechanischen Zustands verbietet. Führt man jedoch eine gegenseitige Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern ein, so können sich diese für  $T < T_c$  zu Paaren verbinden, den so genannten Cooperpaaren <sup>[Bar57]</sup>. Diese neuen Paarteilchen mit der Bindungsenergie  $2\Delta$  gehorchen als Bosonen nicht mehr dem paulischen Ausschlussprinzip und kondensieren unterhalb einer materialspezifischen Temperatur  $T_c$  in einem gemeinsamen Grundzustand. Für  $T = 0$  befinden sich alle Ladungsträger eines Supraleiters in diesem Zustand, was eine Energielücke an der Fermikante zur Folge hat.

In einem herkömmlichen Leiter entsteht elektrischer Widerstand durch inelastische Stöße von Ladungsträgern, wodurch diese in unbesetzte Zustände gestreut werden. Dies führt dann zu Energiedissipation. Im Supraleiter jedoch existieren für die Cooperpaare in der Nähe der Fermikante keine freien Zustände, sodass diese nicht gestreut werden können, solange die Energie zur Überwindung der Energielücke nicht ausreicht. Es ergibt sich ein widerstandsfreier Stromtransport bis hin zu einem kritischen Strom  $I_c$ .

Supraleiter lassen sich dabei grob in zwei Arten einteilen, in Supraleiter 1ter und Supraleiter 2ter Art. Bei Supraleitern 1ter Art handelt es sich vor allem um metallische Supraleiter, welche ihre kritische Temperatur  $T_c$  meist erst nahe dem absoluten Nullpunkt erreichen. Legt man an einen SL 1ter Art ein Magnetfeld an, so verdrängt er

dieses vollständig aus seinem Inneren, solange das Feld einen kritischen Wert  $B_c$  nicht erreicht (Meissner-Phase). Oberhalb dieses Wertes bricht die Supraleitung zusammen und das Feld kann eindringen.

In einem SL 2ter Art hingegen kann das Magnetfeld oberhalb eines unteren kritischen Feldes  $B_{c1}$  in Form einzelner Flussquanten  $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$  in den Supraleiter eindringen. Man spricht von sogenannten Flussschläuchen bzw. Flusslinien, deren normalleitender Kern durch Ringströme von der supraleitenden Umgebung getrennt ist. Die Struktur einer Flusslinie ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Da einerseits das Magnetfeld  $B$  nur innerhalb der London'schen Eindringtiefe  $\lambda$  [Lon35] abklingen und andererseits die supraleitende Zustandsdichte  $n_s$  sich nur innerhalb der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge  $\xi$  [Gin50] ändern kann, ergibt sich die in Abbildung 2.1 gezeigte Struktur einer Flusslinie.

Bei steigendem Feld dringen nun immer mehr solcher Flusslinien in den SL ein und bilden aufgrund ihrer gegenseitigen Wechselwirkung ein regelmäßiges Gitter, das sogenannte Abrikosov-Gitter. Dieses konnte erstmals 1966 mit Hilfe der Dekorationsmethode direkt beobachtet werden [Trä66], bei der kleine ferromagnetische Eisenpartikel auf den SL gebracht werden. Die Aufnahme aus dieser Veröffentlichung ist in Abbildung 2.2 links zu sehen. Abbildung 2.2 rechts zeigt eine Aufnahme des Abrikosov-Gitters, aufgenommen mittels eines STM-Mikroskops in  $\text{NbSe}_2$  [Hes89]. Die regelmäßige Struktur des Gitters ist hier noch deutlicher zu sehen. Erreicht das angelegte Feld den oberen kritischen Wert  $B_{c2}$ , so überlappen die einzelnen Flusslinien und die Supraleitung bricht zusammen.

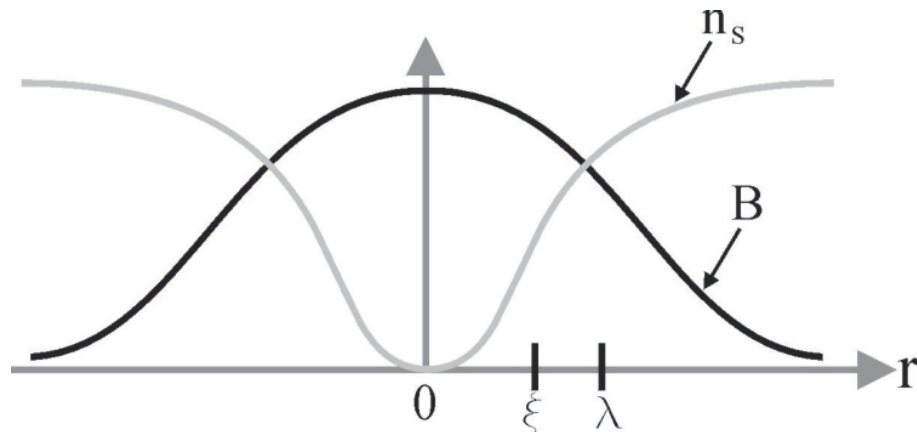


Abbildung 2.1: Darstellung einer Flusslinie mit den charakteristischen Längen  $\xi$  und  $\lambda$ .



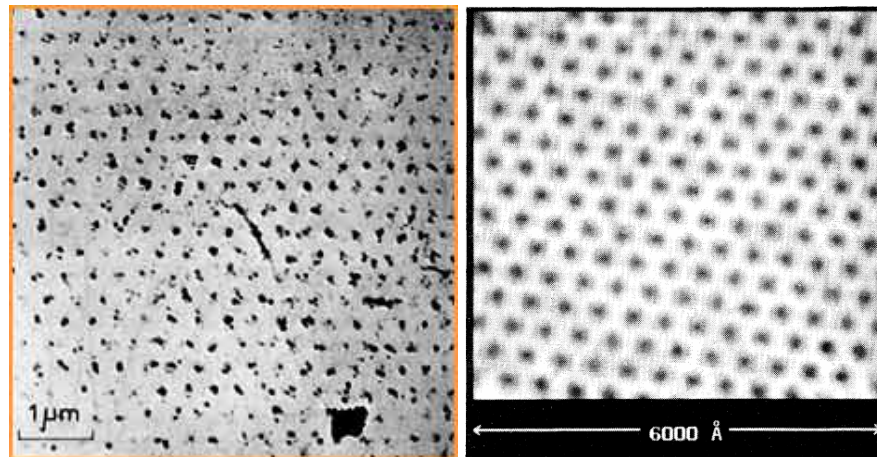


Abbildung 2.2: Abrikosov-Gitter. Links: Erste Aufnahme von Essmann et al. mit Hilfe der Dekorationsmethode, rechts: STM-Aufnahme eines Abrikosov-Gitters in NbSe<sub>2</sub>.

### 2.1.2 Der strombelastete Supraleiter

Eine technische Nutzung eines supraleitenden Materials ist meist gleichbedeutend mit einer (möglichst hohen) verlustfreien Strombelastung desselbigen. Welche Voraussetzungen müssen dafür erfüllt sein?

Aufgrund der Tatsache, dass ein Volumenstrom im Supraleiter die Symmetrie des gepaarten Zustands brechen würde, können Supraströme ausschließlich an der Grenzfläche zwischen normal- und supraleitenden Gebieten fließen. Da sich aber die Flussdichteänderungen und die zugehörigen Abschirmströme nur auf der Längenskala von  $\lambda$  abspielen (für YBCO bei tiefen Temperaturen knapp 100 nm), kann ein flussfreier Supraleiter nicht effizient Strom tragen, die kritische Stromdichte  $j_c$  ist sehr klein. Dies ändert sich aber, sobald Fluss in den SL eindringt. Da jeder Fluss Schlauch genau ein magnetisches Flussquant  $\Phi_0$  trägt und einen normalleitenden Kern besitzt, ist die Normalleiter-Supraleiter-Grenzfläche in welcher nun der Strom fließen kann, maximal.

Eine weitere Bedingung ist die Ausbildung eines Gradienten im Flussliniengitter. Betrachtet man das gleichmäßig verteilte Abrikosovgitter in Abbildung 2.2, so erkennt man, dass sich alle mikroskopischen Kreisströme um die Flusslinien im Mittel aufheben. Ein makroskopischer Transportstrom ist also nicht möglich. Führt man aber einen Gradienten in der Flussliniendichte ein, so entsteht senkrecht zum Gradienten ein nicht verschwindender Nettostrom. Abbildung 2.4 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

In Anwesenheit eines Transportstroms wirkt auf die Flusslinien immer auch eine Lorentzkraft entsprechend  $\vec{F}_L = \vec{j} \times \hat{n} \Phi_0$ , mit  $\hat{n}$  gleich dem Einheitsvektor entlang der Flusslinie. Um nun einen makroskopischen und verlustfreien Transportstrom

gewährleisten zu können, dürfen sich die Flussschläuche nicht bewegen, da dies sonst im Supraleiter lokal ein endliches  $\partial \vec{B}/\partial t$  zur Folge hätte. Dies führt nach dem Induktionsgesetz  $\partial \vec{B}/\partial t = -\text{rot} \vec{E}$  zu einem nicht verschwindenden elektrischen Feld. Ein elektrisches Feld kann im Supraleiter jedoch nur bei endlichem elektrischen Widerstand mit einem Strom koexistieren, sodass es zu Energiedissipation kommt. Die Dissipation bei der Bewegung der Flusslinien durch den Supraleiter rühren zum einen von der damit verbundenen Bewegung von normalleitenden Elektronen her, welche sich im Flusslinienkern befinden. Zum anderen wird bei der Dissoziation von Cooperpaaren an der Flusslinienvorderseite und anschließender Rekombination an der Rückseite ebenfalls Energie dissipiert.

Um dies zu verhindern, muss der Flussschlauch trotz einwirkender Lorentzkraft an seinem Ort festgehalten werden, er muss gepinnt sein.

### 2.1.3 Pinning

Als Pinningzentrum, also als lokal ausgezeichnete Stelle, an der der Flussschlauch seine Energie minimieren kann und so festgehalten wird, dienen im Allgemeinen Inhomogenitäten im SL. Man kann dabei verschiedene Haftmechanismen unterscheiden. Um diese zu verstehen, ist es hilfreich, sich zunächst die Energie einer Flusslinie anzusehen. Aus der Ginzburg-Landau-Theorie<sup>[Gin50]</sup> folgt für die Selbstenergie einer Flusslinie pro Längeneinheit

$$\varepsilon_{Fl} = \int d^2r \left[ \alpha (|\Psi|^2 - |\Psi_0|^2) + \frac{\beta}{2} (|\Psi|^4 - |\Psi_0|^4) + \frac{1}{2m^*} |\hat{p}\Psi|^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \right] \quad (2.1)$$

Dabei sind  $\alpha$  und  $\beta$  die Ginzburg-Landau-Koeffizienten,  $\Psi$  der Ordnungsparameter,  $\Psi_0$  der Ordnungsparameter in der Meissnerphase,  $m^*$  die effektive Masse der Ladungsträger und  $\hat{p}$  der Impulsoperator unter Berücksichtigung der Minimalsubstitution.

Voraussetzung für eine Flusslinienverankerung ist generell eine Gradientenbildung in der lokalen Linienenergie. Dies kann durch verschiedene Beiträge in Gl.(2.2) geschehen.

Dazu sollen zunächst die beiden ersten Summanden betrachtet werden. Diese beschreiben die Kondensationsenergie, die durch eine Paarbildung gewonnen wird. Da sich die Dichte der supraleitenden Ladungsträger nur auf der Länge der Kohärenzlänge  $\xi$  ändern kann, muss sich auch dieser Energiebeitrag auf der Länge von  $\xi$  ändern. Bei Hochtemperatursupraleitern bei tiefen Temperaturen ist  $\xi$  in der Größenordnung von

etwa 1 nm, somit können die auftretenden Gradienten und folglich die Haftkräfte sehr groß werden. Ähnliches gilt für den Impulsterm in (2.1), welcher die kinetische Energie der supraleitenden Ladungsträger beschreibt. Auch dieser enthält den Ordnungsparameter  $\Psi$  welcher sich nur auf der Länge  $\xi$  ändern kann. Da bei der Kondensationsenergie und bei der kinetischen Energie die Gradientenbildung auf der Längenskala von  $\xi$  erfolgt, werden beide meist unter dem Begriff der Flusslinienkernverankerung zusammengefasst.

Der letzte Term des Integrals beschreibt die magnetische Energie eines Flussschlauchs. Man kann sich darunter die Beeinflussung der magnetischen Feldenergie sowie der kinetischen Energie der supraleitenden Wirbelströme durch Inhomogenitäten im Kristall und normalleitende Ausscheidungen vorstellen. Diese Änderung der Linienenergie kann aber auf einer Längenskala von  $\lambda$  erfolgen. Da im HTSL aber  $\lambda \gg \xi$  gilt, sind die hier erreichten Gradienten meist wesentlich kleiner als die Beiträge der Flusslinienkernverankerung. Eine Ausnahme stellt dabei die Energievariation durch Schichtdickenänderungen bei dünnen Supraleiterfilmen dar<sup>[Joo96]</sup>, da hier sehr große Energieänderungen auftreten können. Flusslinien nehmen bevorzugt Positionen mit geringeren Schichtdicken ein, da sie so ihre Linienenergie reduzieren können.

Als letzter Beitrag zur Flusslinienverankerung soll hier noch die elastische Wechselwirkung erwähnt werden. Diese kommt durch suprastriktive Effekte zustande, welche durch unterschiedliche elastische Eigenschaften von Kristalldefekten im normal- und supraleitenden Zustand hervorgerufen werden<sup>[Kro73][Lab68]</sup>. Diese Effekte sind aber in HTSL eher klein.

### 2.1.4 Hochtemperatursupraleiter im Magnetfeld

Unter Berücksichtigung des Pinnings lässt sich das Verhalten eines HTSL im Magnetfeld in einem vereinfachten Phasendiagramm darstellen<sup>[Bra91][Bra95]</sup>.

Bei tiefen Temperaturen und kleinen Magnetfeldern sind die Flussschläuche fest an den Pinningzentren gebunden, da nicht genügend Energie (thermische oder magnetische) für ein Depinning zur Verfügung steht. Darüber befindet sich das Gebiet des Flussschlauchkriechens. Dies ist ein statistischer Prozess, bei dem das System versucht in den energetisch günstigeren Gleichgewichtszustand, bei dem eine Gleichverteilung der Flussschläuche vorläge, zu gelangen. Bei noch höheren Temperaturen bzw. Feldern gelangt man in den Bereich des thermisch aktivierten Flussschlauchfließens (TAFF), bzw. noch weiter dann in den Bereich des freien Flussschlauchfließens (FFF), in dem kein Flussschlauch mehr gepinnt ist.

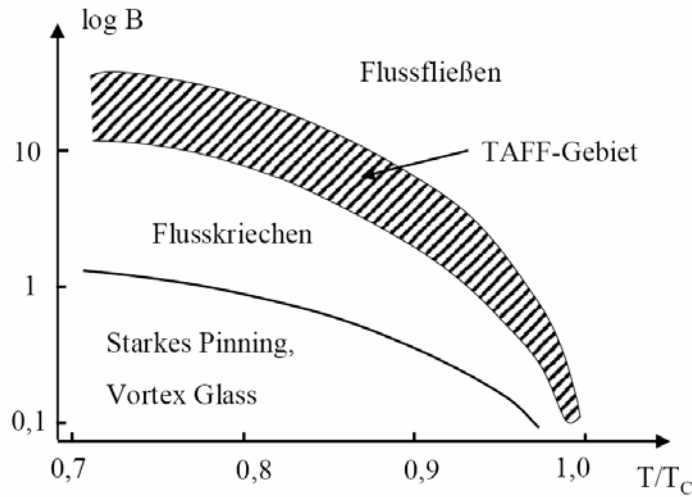


Abbildung 2.3: Vereinfachtes B-T-Phasendiagramm eines HTSL

Dies ist immer noch ein supraleitender Zustand, der nach oben durch die  $B_{c2}$ -Linie vom normalleitenden Gebiet getrennt ist. Im Bereich des TAFF-Gebiets liegen die sogenannten Depinninglinien, die oft auch als Irreversibilitätslinien bezeichnet werden, da eine Magnetisierung der Probe unterhalb dieser Linie nicht reversibel ist.

Legt man im Bereich des TAFF oder FFF einen Strom an den Supraleiter, so führt die Lorentzkraft zu einer Flussschlauchbewegung senkrecht zum Strom und es kommt zum Aufbau eines elektrischen Feldes und zu Dissipation innerhalb der Probe.

### 2.1.5 Flussdichteverteilung in Hochtemperatursupraleitern

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen befinden sich die Proben meist in den Gebieten unterhalb der Irreversibilitätslinie, sodass es zu einer Flussdichteverteilung kommt, welche spezifisch für die jeweilige untersuchte Probe ist. Wie lässt sich eine solche Verteilung aber analytisch darstellen? Eine grundlegende Arbeit hierzu lieferte Bean<sup>[Bea62]</sup> im Jahr 1962 mit der Einführung des kritischen Zustands-Modells.

Dabei geht man davon aus, dass sich der Flussdichtegradient innerhalb des Supraleiters immer gerade so einstellt, dass die durch den entstehenden Nettostrom wirkende Kraft auf die Flussschläuche im Gleichgewicht mit der Pinningkraft steht. Es herrscht also in den Gebieten in denen Fluss eingedrungen ist, immer eine konstante Stromdichte vor, die kritische Stromdichte  $j_c$ . Nach dem Ampère'schen Gesetz folgt dann für die Flussdichteverteilung

$$|\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r})| = \mu_0 j_c \quad (2.2)$$

was einem linearen Gradienten mit der Steigung  $j_c$  entspricht (vgl. Abbildung 2.4a)). In Abbildung 2.4b) ist das Flussdichteprofil für ein steigendes (links) sowie ein fallendes äußeres Feld  $B_a$  (rechts) gezeigt. Bei steigendem äußerem Feld kommt es zu einer Erhöhung der inneren Magnetisierung, bei gleich bleibendem Flussdichtegradienten. Bei fallendem Feld ergibt sich eine Hysterese, da Fluss im Supraleiter gepinnt bleibt. In den Bereichen mit umgekehrtem Gradienten fließt der Strom auch in die umgekehrte Richtung.

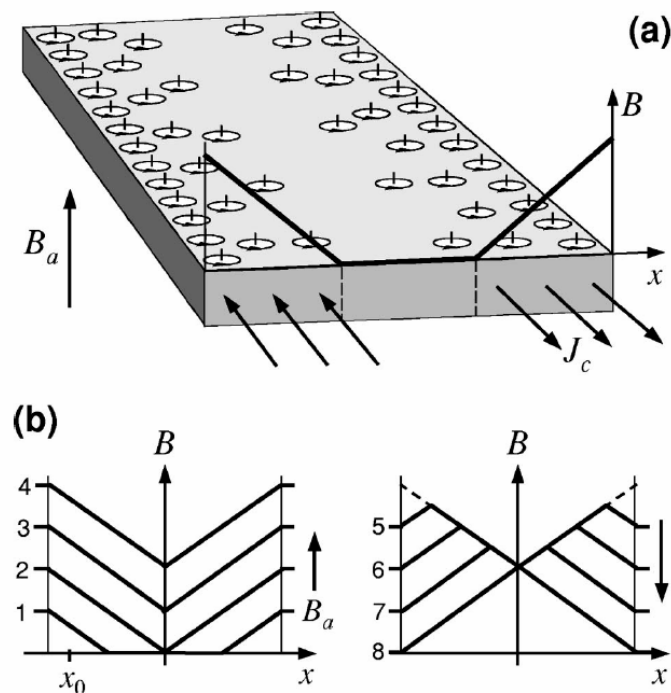


Abbildung 2.4: Bean-Modell: a) Verteilung der Flussschläuche, das sich daraus ergebende innere Feld  $B$  und die kritische Stromdichte  $J_c$ . b) Profil der Flussdichteverteilung für steigendes (links) sowie fallendes äußeres Feld  $B_a$  (rechts) <sup>[Alt04]</sup>.

### 2.1.6 Dünne Filme im Magnetfeld

Das Eindringverhalten eines Magnetfelds in einen Supraleiter hängt nicht nur von seinen supraleitenden Eigenschaften ab. Eine große Rolle spielen dabei auch die Proben- sowie Magnetfeldgeometrie. Von einer Dünnschichtgeometrie spricht man im Allgemeinen, wenn die laterale Ausdehnung  $2w$  sehr viel größer als die Probendicke  $d$  ist:  $2w \gg d$ . Die in dieser Arbeit untersuchten Proben haben Schichtdicken zwischen  $d = 300 \text{ nm}$  und  $500 \text{ nm}$ , bei einer minimalen lateralen Ausdehnung von  $600 \text{ }\mu\text{m}$ . Dies entspricht einem minimalen Aspektverhältnis von  $2w/d \approx 10^3$ , sodass eine Dünnschichtgeometrie in allen Messungen gegeben ist.

Beim Anlegen eines externen Magnetfelds senkrecht zur Probenoberfläche eines dünnen supraleitenden Films, kommt es aufgrund der Abschirmung zu einer starken Krümmung der Feldlinien um die Probe und somit zu einer Diskontinuität der  $B_x$ -Komponente zwischen Ober- und Unterseite. Das wiederum hat zur Folge, dass die Abschirmströme nicht nur in Bereichen des Flussdichtegradienten, sondern bis hin zur Probenmitte fließen. Geht man weiterhin davon aus, dass die Schichtdicke kleiner als die London'sche Eindringtiefe ist, was für YBCO ( $\lambda_c = 700 - 800$  nm) gut gegeben ist, kann die Stromdichte als konstant entlang der Schichtdicke angenommen werden. Unter diesen Voraussetzungen ist es möglich eine analytische Beschreibung des Flusseindringverhaltens in dünne supraleitende Filme anzugeben<sup>[Bra93][Zel94]</sup>. In Abbildung 2.5 ist das Verhalten eines im Nullfeld gekühlten, supraleitenden dünnen Films bei steigendem äußerem Feld  $B_a$  gezeigt. Anders als in 2.1.5 beschrieben, hat die Flussdichteverteilung (Abbildung 2.5 rechts) nur im mittleren Bereich einen annähernd linearen Gradienten und geht an der Probenkante und an der Flussfront in eine unendliche Steigung über. Die Stromdichte (Abbildung 2.5 links) ist in Bereichen eingedrungenen Flusses (Shubnikov-Phase) konstant ( $j = j_c$ ), bleibt aber auch in flussfreien Bereichen  $\neq 0$  (Meissner-Phase).

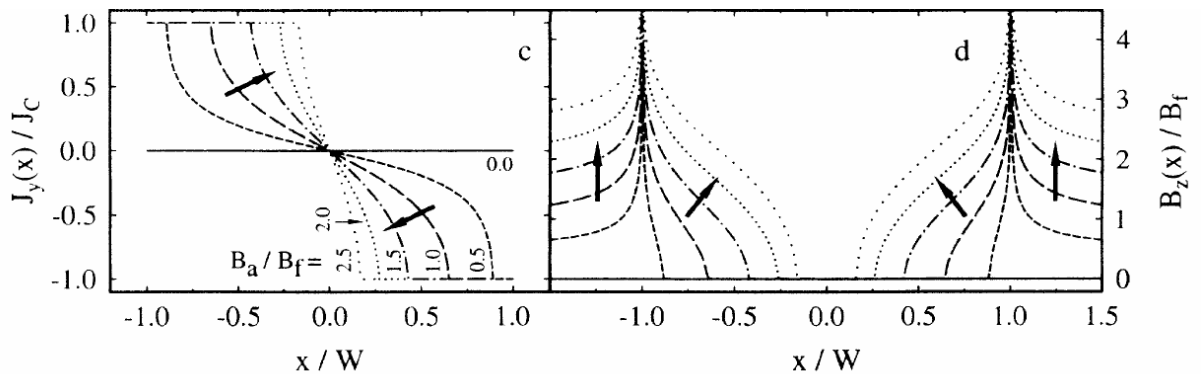


Abbildung 2.5: Berechnetes Verhalten eines supraleitenden dünnen Films im kritischen Zustand<sup>[Zel94]</sup>, bei steigendem äußerem Feld  $B_a$ . Der linke Plot zeigt die Stromdichteverteilung, der rechte die magnetische Flussdichteverteilung. Die Pfeile zeigen die Änderungsrichtung bei steigendem  $B_a$  an.

## 2.2 Magnetooptik

Zur Untersuchung der Eigenschaften von Supraleitern werden meist Techniken verwendet, die über die Gesamtheit des Flusses in einem SL integrieren. Jedoch ist es oft notwendig Aussagen über die lokale Flussverteilung zu treffen, um z.B. Informationen über Pinningkräfte oder kritische Stromdichten zu erhalten.

Diverse Methoden wurden bisher entwickelt, um die lokale Flussverteilung zu visualisieren: (Mikro-) Hallsonden<sup>[Brw93a][Brw93b][Cha92]</sup>, Rastertunnel/-elektronenmikroskopie<sup>[Hes89][Har92]</sup>, Dekorationsmethoden<sup>[Trä66]</sup> uvm. Doch allein die magnetooptische Mikroskopie ist in der Lage bei vergleichsweise geringem, technischem Aufwand dynamische Prozesse direkt zu beobachten und dies bei einer relativ hohen Ortsauflösung.

Grundlage aller magnetooptischer Methoden zur Flussvisualisierung ist der Faraday-Effekt, auf welchen im folgenden Kapitel näher eingegangen wird.

### 2.2.1 Der Faraday-Effekt

Trifft linear polarisiertes Licht auf ein magnetooptisch aktives Medium, so wird dessen Polarisationsrichtung in Anwesenheit eines magnetischen Feldes  $B$  gemäß

$$\phi = V(\omega) \cdot l \cdot B_{\perp} \quad (2.1)$$

gedreht. Dabei bezeichnet  $V$  eine materialabhängige Konstante, die so genannte Verdetkonstante,  $l$  die durchlaufene Strecke des Lichts durch das Medium und  $B_{\perp}$  das lokal vorherrschende Magnetfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Die physikalischen Ursachen dieses, von Faraday 1845 entdeckten Effektes, liegen in der Doppelbrechung des magnetooptisch aktiven Mediums (MO), was wie folgt beschrieben werden kann<sup>[Shi00]</sup>:

Die Lichtausbreitung in einem magnetooptischen Material lässt sich ähnlich der Ausbreitung in einem anisotropen Medium betrachten.

Die makroskopischen Eigenschaften eines Materials sind bestimmt durch den Permittivitäts-Tensor  $\epsilon(\omega)$ , welcher gegeben ist durch:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon(\omega) \cdot \mathbf{E} \quad (2.2)$$

wobei  $\mathbf{D}$  die elektrische Flussdichte bzw. Verschiebung,  $\epsilon_0$  die Permittivität des Vakuums und  $\mathbf{E}$  den elektrischen Feldvektor des Lichts bezeichnet.

Besitzt das Material nun eine Magnetisierung  $\mathbf{M}$  in z-Richtung, nimmt  $\epsilon(\omega)$  folgende Form an <sup>[Dil78]</sup>

$$\epsilon(\mathbf{M}, \omega) = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

In (2.3) sind alle Komponenten komplexwertig, z.B.  $\epsilon_{ij} = \epsilon'_{ij} + i\epsilon''_{ij}$ , hängen von der Magnetisierung  $\mathbf{M}$  ab und erfüllen die Onsager-Relation <sup>[Ons31]</sup>:

$$\epsilon_{ij}(-\mathbf{M}, \omega) = \epsilon_{ji}(\mathbf{M}, \omega) \quad (2.4)$$

Dies bedeutet, dass die Diagonal-Elemente des Permittivitätstensors eine gerade Funktion in  $\mathbf{M}$  und alle anderen Elemente eine ungerade Funktion in  $\mathbf{M}$  sind. Wie man leicht sieht, folgt aus (2.3), dass die Magnetisierung  $\mathbf{M}$  eine optische Anisotropie erzeugt.

Betrachtet man die Maxwell-Gleichungen

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\eta_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \epsilon_0 \epsilon \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.5)$$

und nimmt man eine ebene Welle der Form

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \\ \mathbf{H} &= H_0 \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \end{aligned} \quad (2.6)$$

an, wobei  $\omega$  die Frequenz und  $\mathbf{k}$  den Wellenvektor des Lichts bezeichnet. Berücksichtigt man nun noch, dass  $\nabla \times \mathbf{E}$  und  $\nabla \times \mathbf{H}$  jeweils  $i\mathbf{k} \times \mathbf{E}$  und  $i\mathbf{k} \times \mathbf{H}$  sowie  $\partial \mathbf{E} / \partial t$  und  $\partial \mathbf{H} / \partial t$  jeweils  $-i\omega \mathbf{E}$  und  $-i\omega \mathbf{H}$  ergeben, folgt aus (2.5)

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \times \mathbf{E} &= \omega \eta_0 \mathbf{H}, \\ \mathbf{k} \times \mathbf{H} &= -\omega \epsilon_0 \epsilon \cdot \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Nach Elimination von  $\mathbf{H}$  aus (2.7) und unter Ausnützung der Vektorbeziehung

$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - k^2(\mathbf{E})$ , folgt dann

$$\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - k^2 \mathbf{E} + \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \epsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.8)$$



Mit  $k_0^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2$  und  $\mathbf{N} = \mathbf{k} / k_0$  folgt aus (2.8)

$$\begin{pmatrix} N^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{xy} & N^2 - \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & N^2 - \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.9)$$

Betrachtet man nur den Fall für  $\mathbf{N} \parallel \mathbf{M}$ , also eine Lichtausbreitung entlang der z-Richtung, dann ist  $D_z = \varepsilon_{zz} E_z = 0$ , also  $E_z = 0$  und aus (2.9) folgt

$$\begin{aligned} (N^2 - \varepsilon_{xx})E_x - \varepsilon_{xy}E_y &= 0, \\ \varepsilon_{xy}E_x + (N^2 - \varepsilon_{xx})E_y &= 0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Unter der Voraussetzung, dass  $E_x \neq 0$  und  $E_y \neq 0$  bekommt man

$$N_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} \quad (2.11)$$

und

$$\pm iE_x = E_y. \quad (2.12)$$

Dies bedeutet, dass die Eigenmoden des Lichts sich wie folgt ergeben

$$D_+ = \varepsilon_0 N_+^2 (E_x + iE_y) \quad (2.13)$$

und

$$D_- = \varepsilon_0 N_-^2 (E_x + iE_y), \quad (2.14)$$

also eine rechts bzw. links zirkular polarisierte Welle mit jeweils komplexen Brechungsindizes  $N_+$  und  $N_-$ .

Eine linear polarisierte Welle die sich entlang der z-Richtung ausbreitet, kann also in zwei zirkular polarisierte Teilwellen gleicher Amplitude aufgeteilt werden (s. Abbildung 2.1). Wie in Gl. (2.11) gezeigt, „sehen“ die beiden Teilwellen im magnetooptisch aktiven Medium unterschiedliche Brechungsindizes und breiten sich darum mit unterschiedlicher Geschwindigkeit im Medium aus. Dies resultiert, nach Durchlaufen der Probendicke  $l$ , in einer Phasendifferenz. Somit kommt es, bei der Wieder-Addition beim Verlassen der Probe, zu einer Drehung pro Längeneinheit der Polarisationsrichtung um den Winkel  $\theta_F$ , der so entstehenden wiederum linear polarisierten Welle:

$$\theta_F(\omega) = \frac{\omega}{2c} \cdot \text{Re}(N_+ - N_-) \quad (2.15)$$

$c$  bezeichnet dabei die Lichtgeschwindigkeit,  $\text{Re}(N_+)$  und  $\text{Re}(N_-)$  die Brechungsindizes der beiden zirkular polarisierten Wellen.

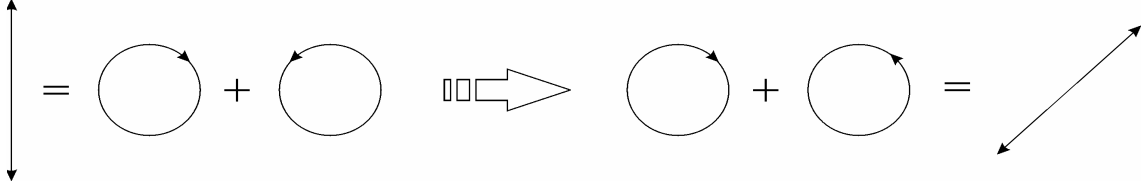


Abbildung 2.1: Mechanismus der Faraday-Rotation. Eine linear polarisierte Welle teilt sich auf in zwei zirkular polarisierte Teilwellen gleicher Amplitude. Nach dem Durchgang durch die magnetooptisch aktive Materie kommt es zu einem Phasenunterschied, der in einer Drehung der Polarisationsrichtung der linear polarisierten Welle resultiert.

Wenn beide Teilwellen nun auch noch eine unterschiedliche Dämpfung erfahren, ändert sich ihre relative Amplitude nach Durchlaufen der Probendicke  $l$ . Somit entsteht, bei Addition der beiden Teilwellen bei Verlassen des Mediums, eine elliptisch polarisierte Welle, wie in Abbildung 2.2 gezeigt.

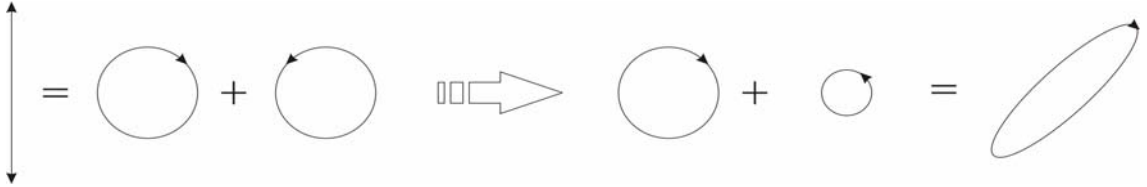


Abbildung 2.2: Mechanismus der Faraday-Rotation 2. Eine linear polarisierte Welle teilt sich auf in zwei zirkular polarisierte Teilwellen gleicher Amplitude. Nach dem Durchgang durch die magnetooptisch aktive Materie kommt es zu einem Phasen- und einem Amplitudenunterschied, der in einer elliptisch polarisierten, um den Winkel  $\theta$  gedrehten Welle resultiert.

Die Elliptizität  $\eta_F(\omega)$  der transmittierten Welle ist wie folgt definiert

$$\eta_F(\omega) = -\frac{\omega}{2c} \cdot \text{Im}(N_+ - N_-) \quad (2.16)$$

wobei  $\text{Im}(N_+)$  und  $\text{Im}(N_-)$  die Auslöschungskoeffizienten der beiden zirkular polarisierten Teilwellen darstellen. Die Elliptizität  $\eta_F(\omega)$  beschreibt das Verhältnis von Haupt- und Nebenachse des Ellipsoids und bezieht sich auf den magnetischen Zirkulardichroismus (magnetic circular dichroism MCD), welcher durch den Unterschied der Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  der rechts- und links-zirkular polarisierten Welle definiert ist:

$$\Delta\alpha(\omega) = \alpha_+(\omega) - \alpha_-(\omega) = -\frac{4\eta_F(\omega)}{l} \quad (2.17)$$

### 2.2.2 Magnetooptische Materialien

Die ersten auf dem Faraday-Effekt basierenden magnetooptischen Untersuchungen wurden von Alers<sup>[Ale75]</sup> und deSorbo<sup>[Sor60]</sup> durchgeführt. Sie nutzten dabei paramagnetische Gläser wie  $\text{Ce}(\text{PO}_3)_3$  bzw.  $\text{Ce}(\text{NO}_3)_3$ , um Typ-1 Supraleiter zu erforschen. Aufgrund der relativ geringen Verdetkonstanten waren aber sehr dicke Indikatoren notwendig, was die Auflösung der Messungen begrenzte. Ein großer Schritt wurde später von Kirchner et al.<sup>[Kir69]</sup> durch die Entwicklung der High Resolution Faraday Effect Technik (HRF) getan. Hier wurde die hohe Faraday-Drehung ( $4 - 9 \cdot 10^{-3} \text{ deg} / \mu\text{m} \cdot \text{Oe}$ )<sup>[Pol99]</sup> von Europium-Chalcogeniden genutzt, um dünne magnetooptische Schichten (magneto-optical layers MOL) herzustellen. Somit war die Auflösung erstmals nicht mehr durch die Indikatordicke begrenzt. Da aber die Verdetkonstante der Europium-Chalcogeniden mit steigender Temperatur abnimmt, ist man bei dieser Materialklasse auf Temperaturen unterhalb 15 – 20 K begrenzt. Zur Untersuchung von HTSL benötigt man aber magnetooptisch aktive Materialien, die eine weitaus höhere Curie-Temperatur aufweisen. Anfang der neunziger Jahre wurden dann erstmals ferrimagnetische Eisengranate zur Beobachtung magnetischer Strukturen in HTSL eingesetzt<sup>[Pol90][Ind90]</sup>. Diese weisen hohe Verdetkonstanten auf, bei geringer Variation bis hinauf zu Raumtemperatur. Als Eisengranate bezeichnet man dabei Verbindungen der Form  $\{\text{Me}^{3+}\}_3[\text{Fe}^{3+}]_2(\text{Fe}^{3+})_3\text{O}^{2-}_{12}$ , wobei  $\{\text{Me}^{3+}\}_3$  für ein dreiwertiges Metallion steht (z.B.  $\text{Y}^{3+}$ ,  $\text{Lu}^{3+}$  oder  $\text{Bi}^{3+}$ ). Die Eisengranate zeigen ein ferrimagnetisches Verhalten, wobei die spontane Magnetisierung eine Resultierende der unterschiedlich magnetisierten  $[\text{Fe}^{3+}]_2$  und  $(\text{Fe}^{3+})_3$  Untergitter ist. Zu bevorzugen sind dabei Schichten, die eine Magnetisierung in der Schichtebene (in-plane) aufweisen, da nur diese eine direkte Beobachtung der Magnetfeldverteilung zulassen. Störungen der idealen in-plane Magnetisierung machen sich als magnetische Domänen bemerkbar und können Messungen negativ beeinflussen.

Die heutzutage verwendeten Granat-Indikatoren sind meist dünne Filme, welche durch Flüssigphasenepitaxie (Liquid Phase Epitaxie LPE) oder Laserablation auf Gallium-Gadoliniumgranate abgeschieden werden. Dabei wird die Zusammensetzung der Granate so gewählt, dass diese eine hohe Verdetkonstante sowie einen geringen Absorptionskoeffizienten im sichtbaren Spektralbereich aufweisen und möglichst spannungsfrei auf das Substrat aufwachsen um optische Fehlstellen zu vermeiden.

Die in dieser Arbeit zum Einsatz gekommenen Indikatoren sind Ga-dotierte Schichten der Zusammensetzung  $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_{5-y}\text{Ga}_y\text{O}_{12}$  mit einer Schichtdicke von etwa  $3\mu\text{m}$ . Zusätzlich zur Indikatorschicht ist noch eine dünne Aluminiumschicht aufgebracht, die bei den Auflichtmessungen als Reflexionsschicht dient.

## 2.3 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Schon bald nach Entdeckung der Supraleitung erkannte man das große Anwendungspotenzial. Doch da die kritischen Temperaturen der entdeckten metallischen Supraleiter unterhalb von 30 K lagen<sup>[Buc97]</sup>, war an eine serientechnische Anwendung wegen der aufwendigen Kühlanlagen zunächst nicht zu denken. Mit der Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter im Jahr 1986<sup>[Bed86]</sup> war es erstmals möglich, Supraleiter mit einer Übergangstemperatur oberhalb der Siedetemperatur von Stickstoff herzustellen.

In dieser Arbeit wurden u. a. dünne Schichten des Hochtemperatursupraleiters  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (kurz YBCO oder Y-123) verwendet.  $x$  steht dabei für eine Zahl zwischen 0 und 1 und gibt den Sauerstoff-Dotierungsgrad an.

Die Struktur von YBCO ist in Abbildung 2.3 dargestellt und lässt sich im Wesentlichen aus drei Perovskitzellen zusammengesetzt darstellen (siehe Abbildung 2.3 links). Die Zentren der Kuben (genaugenommen sind es Quader) werden von einem Barium-Atom, danach von einem Yttrium-Atom und wieder von Barium besetzt. An den Ecken einer jeden Zelle sitzen Kupferatome, die zusammen mit den Sauerstoffatomen an den Quaderkanten, zum einen  $\text{CuO}_2$ -Ebenen bilden (Abbildung 2.3 rechts), welche charakteristisch für alle HTSL-Komponenten sind. Das Y-Atom<sup>1</sup> fungiert dabei als Platzhalter (spacer) zwischen jeweils 2 Ebenen. Des Weiteren entstehen CuO-Ketten, die wiederum durch Ba-Atome von den Ebenen isoliert sind.

Den zentralen Parameter für die supraleitenden Eigenschaften von YBCO spielt der Dotierungsgrad  $x$ . Mit steigendem  $x$  werden nach und nach Sauerstoffionen aus den CuO-Ketten entfernt, bis für  $x = 1$  die Kupferoxidketten vollständig verschwunden sind. Aufgrund der starken Elektronegativität des Sauerstoffs führt aber eine Besetzung der CuO-Ketten zu einem Elektronentransfer von den  $\text{CuO}_2$ -Ebenen in die CuO-Ketten und es kommt so zu einer Generierung von Lochladungsträgern in den Ebenen.

---

<sup>1</sup> Das Y-Atom kann dabei auch durch eine andere Seltene Erde ersetzt werden, wie z.B. Nd, Gd, Yb, Dy usw.

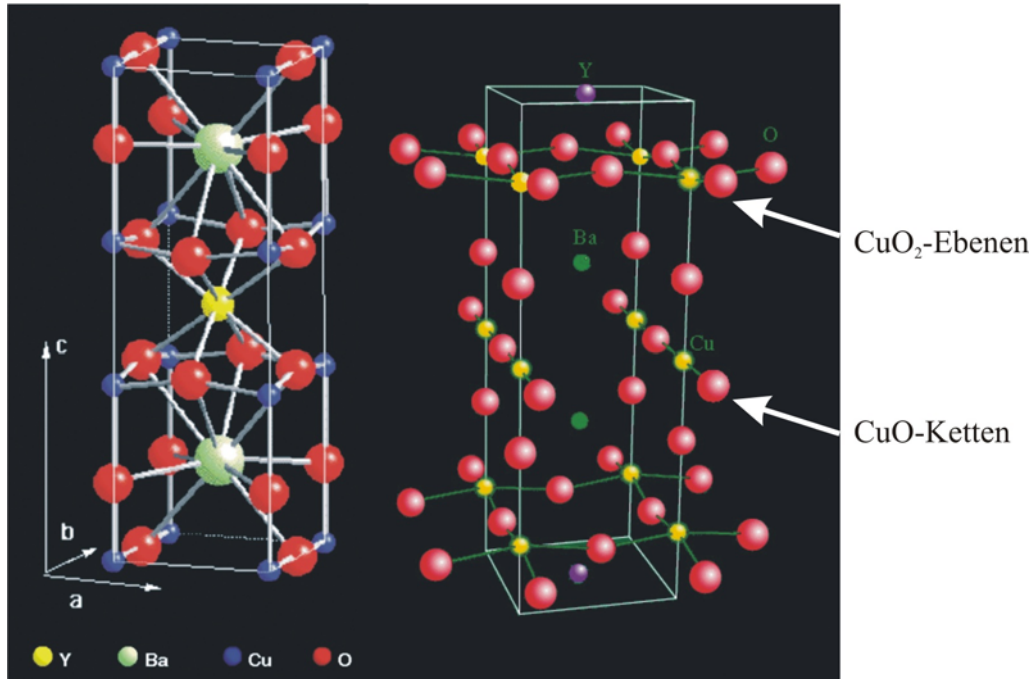


Abbildung 2.3: Struktur des Hochtemperatursupraleiters YBCO; links: Perovskitstruktur, rechts: Bildung von  $\text{CuO}_2$ -Ebenen und  $\text{CuO}$ -Ketten

Diese Löcher sind die für die Supraleitung in YBCO relevanten Ladungsträger, sodass ein hoher Dotierungsgrad ( $x$  klein) zu einer Verbesserung der Sprungtemperatur führt. Als optimale Dotierung hat sich  $x = 0.05$  erwiesen, hier erreicht YBCO seine maximale Sprungtemperatur von  $T_c = 94 \text{ K}$ .

Die Tatsache, dass die Supraleitung also in den zweidimensionalen  $\text{CuO}_2$ -Ebenen stattfindet, hat eine starke Anisotropie der elektrischen Eigenschaften zur Folge. Dies kommt in den stark unterschiedlichen effektiven Massen  $m_c$  in  $c$ -Achsen-Richtung bzw.  $m_{ab}$  in  $ab$ -Ebenen-Richtung zum Ausdruck, und hat eine wesentlich höhere elektrische Leitfähigkeit bei Raumtemperatur in  $ab$ -Richtung im Vergleich zur  $c$ -Richtung zur Folge. In Tabelle 2.1 sind die Gitterkonstanten von YBCO aufgeführt, sowie Übergangtemperatur  $T_c$  und Anisotropie-Parameter  $\Gamma = \sqrt{m_c / m_{ab}}$  bei optimalem Sauerstoffgehalt und die Normalleitungswiderstände  $\rho_{ab}$  in  $ab$ -Ebenen-Richtung bzw.  $\rho_c$  in  $c$ -Achsen-Richtung.

a [nm]	b [nm]	c [nm]	$T_c$ [K]	$\Gamma$	$\rho_{ab}(100\text{K})^{[\text{Sor97}]}$	$\rho_c(100\text{K})^{[\text{Sor97}]}$
0,38	0,39	1,2	94	5	60-100 $\mu\Omega\text{cm}$	0,9-18m $\Omega\text{cm}$

Tabelle 2.1: Gitterkonstanten  $a$ ,  $b$  und  $c$ , Übergangtemperatur  $T_c$ , Anisotropie-Parameter  $\Gamma$  und Normalleitungswiderstände  $\rho_{ab}$  und  $\rho_c$  von YBCO.

Aufgrund dieser Anisotropie ist es wichtig bei der Herstellung von YBCO-Schichten ein Substrat zu verwenden, welches eine biaxiale Texturierung aufweist, damit eine Ausrichtung der ab-Ebene parallel zur Substrat-Ebene und somit zur Stromrichtung gewährleistet ist.

## 2.4 $\text{MgB}_2$

Die Entdeckung der Supraleitung in Magnesium Diborid ( $\text{MgB}_2$ ) mit einer bemerkenswert hohen Sprungtemperatur  $T_c$  von etwa 40 K durch die Gruppe um Akimitsu im Jahr 2001 <sup>[Nag01]</sup>, hat eine Welle neuer Anstrengungen auf dem Gebiet der Grundlagen- und angewandten Erforschung von supraleitenden Materialien hervorgerufen und eröffnete neue Einblicke in das Verhalten von intermetallischen Supraleitern.

Die physikalischen Eigenschaften von  $\text{MgB}_2$  machen diesen konventionellen Supraleiter besonders interessant für die verschiedensten Anwendungsgebiete. Aufbau sowie Struktur von  $\text{MgB}_2$  lassen sich sehr einfach darstellen, da die Einheitszelle nur zwei Elemente mit drei Atomen enthält. Abbildung 2.4 zeigt die Struktur von  $\text{MgB}_2$ . Diese entspricht dem sehr einfachen hexagonalen  $\text{AlB}_2$ -Aufbau, welche herkömmlich ist unter den Boriden. Die Bor-Atome liegen in graphitartigen Ebenen und formen dabei hexagonale dicht gepackte Prismen mit den Gitterparametern  $a = b = 3,085 \text{ \AA}$  und  $c = 3,521 \text{ \AA}$ . Diese Prismen enthalten große Zwischenräume, die von Mg-Atomen besetzt sind. Die Struktur von  $\text{MgB}_2$  ähnelt der von Graphit, nur dass die Kohlenstoff-Atome durch Bor, dem Nachbarn im Periodensystem, ersetzt sind.

Die hohe Übergangstemperatur von  $\text{MgB}_2$  ist wahrscheinlich die herausragendste Eigenschaft, da diese fast zweimal so hoch ist wie die bis dato bekannten Sprungtemperaturen für intermetallische Verbindungen. Doch auch andere Eigenschaften sind erwähnenswert. Anders als die meisten supraleitenden Kuprate, zeigt  $\text{MgB}_2$  eine geringe Anisotropie (2 - 6) <sup>[Kar03]</sup>, große Kohärenzlängen ( $\xi_0 = 50 \text{ \AA}$ ) und Korngrenzen ohne weak-links. Hohe Stromtragfähigkeiten sind die Folge (im Bereich von  $10^6 \text{ A/cm}^2$  zwischen 4 und 25 K in bulk Proben <sup>[Tak01][Kam01][Dha01]</sup>) und machen  $\text{MgB}_2$  so interessant für Anwendungen.

Eine der meistuntersuchten Eigenschaften war aber wohl das Auftreten einer zweifachen Energielücke <sup>[Bou01a][Bou01b]</sup>. Obwohl  $\text{MgB}_2$  aufgrund des nachweisbaren Isotopeneffekts den klassischen BCS-Supraleitern zugeordnet wird, zeigte es Eigenschaften die klassisch zunächst nicht zu erklären waren und sich teilweise zu widersprechen schienen. Erst als klar wurde, dass die energetische Struktur von  $\text{MgB}_2$  einige Besonderheiten aufweist, ergab sich ein konsistentes Bild.  $\text{MgB}_2$  zeigt starke  $\sigma$ -

Bindungen in den Ebenen und schwache  $\pi$ -Bindungen dazwischen, ähnlich wie in Graphit. Aber da Bor weniger Elektronen als Kohlenstoff hat, sind nicht alle der  $\sigma$ -Bindungen besetzt. Dadurch haben Gitterschwingungen einen sehr viel größeren Effekt, was starke Elektronenpaarbindungen in den Ebenen zur Folge hat. Aber auch die Elektronen der  $\pi$ -Bindungen können eine (viel schwächere) Paarbindung eingehen, sodass sich also eine zweifache Energielücke ergibt. Die Energielücke der  $\sigma$ -Paare hat dabei im Durchschnitt eine Energie von 6,8 meV, die der  $\pi$ -Paare 1,8 meV <sup>[Cho02]</sup>.

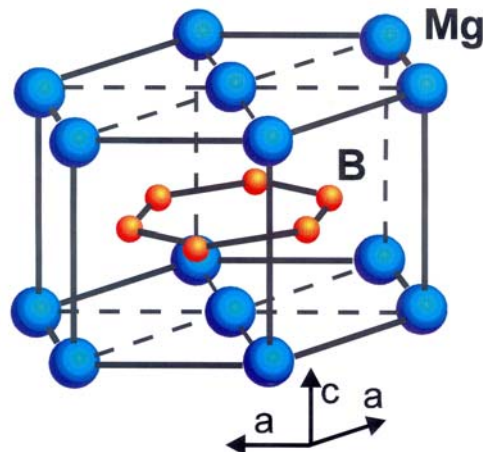


Abbildung 2.4: Struktureller Aufbau von  $\text{MgB}_2$ .

## 3 PROBENPRÄPARATION UND EXPERIMENTELLER AUFBAU

### 3.1 Herstellung der YBCO-Schichten

Alle hier verwendeten  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Schichten wurden am Lehrstuhl E10 der Technischen Universität München hergestellt. Dort wurde das Verfahren des reaktiven Koverdampfens entwickelt, mit dem es möglich ist, qualitativ hochwertige Supraleiter-Schichten großflächig abzuscheiden. Eine ausführliche Beschreibung ist in [Ber94] nachzulesen.

Abbildung 3.1 zeigt die schematische Darstellung der hierzu verwendeten Drehtelleranlage. Die drei metallischen Komponenten Yttrium, Barium und Kupfer werden aus drei separaten, resistiv beheizten Tiegeln verdampft. Hierbei erfolgt die Ratenregelung ebenfalls elementspezifisch. Um Stoßprozesse der Elemente zu unterbinden und somit ein ungestörtes Abscheiden zu gewährleisten, sollte die mittlere freie Weglänge der Metallteilchen mindestens dem Abstand zwischen Tiegel und Substrat entsprechen. Dafür ist ein niedriger Hintergrunddruck in der Ablationskammer von etwa  $2 \cdot 10^{-5}$  mbar notwendig. Zur Herstellung von  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  ist es andererseits notwendig den entstehenden YBaCu-Precursor bei einem hohen Sauerstoffdruck von etwa  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  mbar zu oxidieren. Dieses scheinbare Dilemma wurde durch eine Trennung des Ablations- und Oxidationsbereiches gelöst. Das Substrat wird an einem von hinten beheizbaren, drehbaren Halter montiert. Eine, durch einen engen Schlitz (einige zehntel Millimeter) von der Kammer getrennte Sauerstoffdose, ermöglicht den für die Oxidation nötigen Sauerstoffdruck. Durch Wahl der Drehgeschwindigkeit des Tellers kann so submonolagenweise ablatiert und anschließend oxidiert werden. Die so erreichten Schichtqualitäten betragen je nach Substratart 2-3  $\text{MA}/\text{cm}^2$  bei  $T = 77 \text{ K}$  und weisen kaum strukturelle Defekte auf.

Für fast alle in dieser Arbeit verwendeten Filme, wurden 300 nm YBCO auf ein 2 Zoll großes Saphir-Substrat aufgedampft. Zur Anpassung der Gitterkonstanten zwischen Substrat und Film wurde zuvor eine 5 nm dicke  $\text{CeO}_2$ -Schicht in-situ aufgebracht. Diese dient dabei ebenfalls als Diffusionsbarriere für die Al-Atome des Saphirs<sup>[Wan93]</sup>. Um eine einfachere spätere Kontaktierung der Filme zu gewährleisten, wurde im Anschluss an den Supraleiter bei einem Teil der Substrate noch eine 100nm dicke Goldschicht in-situ abgeschieden.



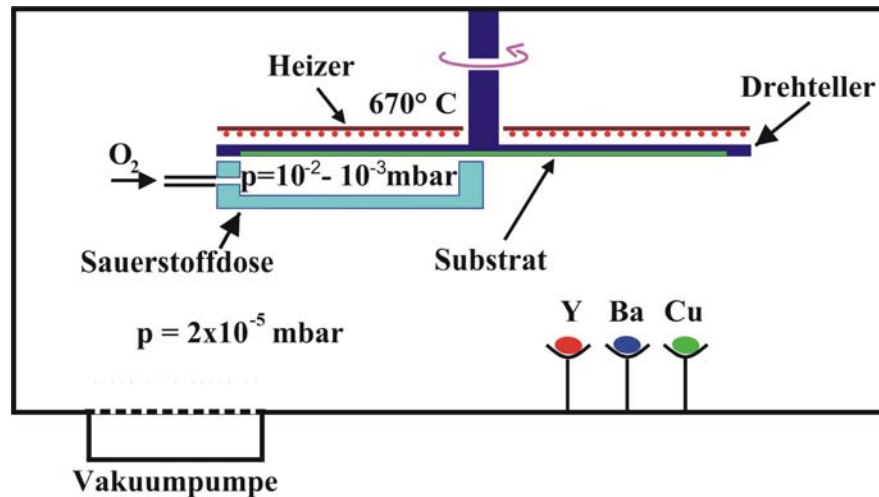


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer Drehtelleranlage zur Herstellung von großflächigen YBCO-Schichten. In getrennten Tiegel werden die metallischen Komponenten verdampft. Nach dem Abscheiden der Elemente am Substrat wird dieses in eine dicht abschließende Sauerstoffdose gedreht, wo eine Sauerstoffbeladung des Precursors erfolgt.

Dies gewährleistet eine bessere Haftung des Goldes beim späteren Lötvorgang. Geschieht dies nicht, müssen die Kontakte später mittels eines Lift-off-Prozesses aufgebracht werden. Abbildung 3.2 zeigt schematisch ein mit allen Schichten bedampftes Substrat: Saphir,  $\text{CeO}_2$ ,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , Gold.

Durch Variation der Substrattemperatur während des Aufdampfprozesses der YBCO-Schicht, kann die kritische Stromdichte der Filme gesteuert werden<sup>[Hei01]</sup>. Für die in dieser Arbeit verwendeten Schichten wurden Stromdichten bis etwa  $1,2 \text{ MA/cm}^2$  hergestellt. Bei höheren Stromdichten besteht die Gefahr von Hotspots während des Schaltvorgangs. Hotspots sind Stellen im Film, die sich beim Schalten aufgrund des weiterhin fließenden Stroms so stark erwärmen, dass dieser an diesem Ort zerstört wird.

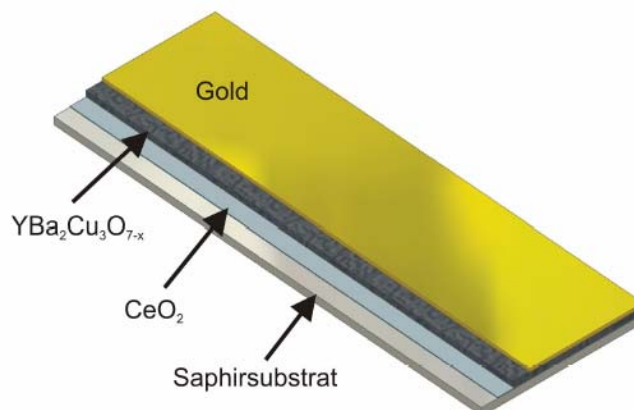


Abbildung 3.2: Abfolge eines mit allen Schichten bedampften Substrats.

## 3.2 Herstellung von $\text{MgB}_2$ -Schichten

### 3.2.1 Experimenteller Aufbau

Um eine weitgehende Abhängigkeit von anderen Forschungsgruppen bei der Probenbeschaffung zu vermeiden, wurde früh die Entscheidung getroffen zumindest Teile der untersuchten  $\text{MgB}_2$ -Proben mit Hilfe der Laserablation selbst herzustellen.

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt.

Mit einem Excimer-Laser (KrF) vom Typ LPX300 der Firma Lambda Physics werden 30 ns kurze UV-Pulse ( $\lambda = 248 \text{ nm}$ ) erzeugt. Um eine Divergenz des Strahls zu vermeiden durchläuft das Laserlicht eine Kollimatorlinse mit einer Brennweite  $f = 10 \text{ m}$ . Eine zweite Linse vor dem Eintrittsfenster der Kammer bildet die Aperturblende auf ein rotierendes Target ab. Dabei wird der Strahlquerschnitt um etwa das achtfache reduziert und so eine Energiedichte von bis zu  $6 \text{ J/cm}^2$  an der Targetoberfläche erreicht. Es kommt zu einer explosionsartigen Verdampfung des Targetmaterials und zu einer Plasmakeule die, aufgrund der Anordnung, senkrecht auf das Substrat gerichtet ist. Während des Ablationsprozesses werden der  $\text{Ar}(90\%)\text{H}(10\%)$ -Hintergrundgasdruck und die Laserenergie so geregelt, dass die Plasmakeule gerade die Probenoberfläche erreicht.

Für die Targetherstellung mischt man reines Magnesiumpulver mit vorgemischtem  $\text{MgB}_2$ -Pulver im Verhältnis 2:1. Zusätzliches Magnesium wird zum einen hinzugefügt um eine Extramenge Magnesium während der Ablation anzubieten (Mg hat einen sehr kleinen Haftkoeffizienten) und zum anderen um ein dichtes und stabiles Target zu erhalten. Das sorgfältig gemischte Pulver wird uniaxial bei einem Druck von  $5 \text{ t/mm}^2$  in eine zylindrische Form gepresst. Anschließend wird das Target unter ArH-Fluss ( $190 \text{ cm}^3/\text{min}$ ) 4 Stunden bei  $640^\circ \text{ C}$  und weitere 14 Stunden bei  $500^\circ \text{ C}$  getempert.

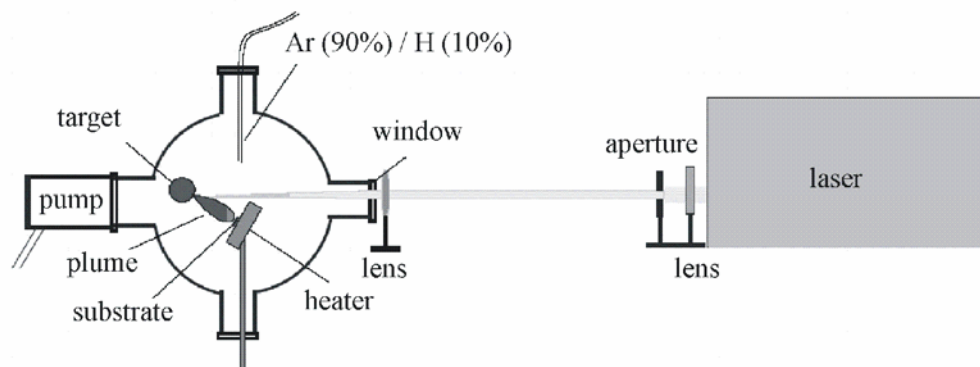


Abbildung 3.3: Skizze eines Standard-PLD-Aufbaus.

### 3.2.2 Optische Spektroskopie

Es hat sich gezeigt, dass ein Indikator für ein erfolgreiches  $\text{MgB}_2$ -Wachstum die Farbe der Plasmakeule ist. Hatte diese während des Ablationsprozesses eine bläuliche Farbe, zeigten die so hergestellten Schichten generell bessere supraleitende Eigenschaften als jene, die durch eher grünliches Plasma hergestellt wurden.

Allgemein ließen sich folgende Zusammenhänge feststellen: Es wurden grüne Plasmen beobachtet, wenn ein zu kleiner Ar/H-Hintergrunddruck ( $< 10^{-1}$  mbar) eingestellt war, die Laserenergiedichte am Target zu gering ( $< 2 \text{ J/cm}^2$ ) oder die Kammer für längere Zeit geöffnet war.

Dies wurde innerhalb der Arbeitsgruppe durch optische Spektroskopie besser untersucht.

Einfluss des Drucks:

In Abbildung 3.4 sind zwei optische Spektren der Plasmakeule gezeigt, die während des Ablationsprozesses aufgenommen wurden. Abbildung 3.4 a) wurde bei einem Ar/H-Druck von  $p=10^{-6}$  mbar, Abbildung 3.4 b) bei einem Druck von  $p=10^{-1}$  mbar gewonnen. Wie auch bei anderen Arbeitsgruppen<sup>[Amo02]</sup> konnte man feststellen, dass das Spektrum bei geringen Drücken hauptsächlich aus neutralen Mg-Linien (Mg I) und einem Anteil von angeregten Mg-Ionen (Mg II) besteht. Zusätzlich kann noch ein kleiner Peak neutralen Argons (Ar I) festgestellt werden. Die intensivsten B-Linien befinden sich im UV-Bereich, sind also in dem aufgezeigten Spektralbereich nicht zu sehen.

Die stärkste Linie wird von Mg I bei  $\lambda = 518 \text{ nm}$  (grün) verursacht und resultiert aus dem Übergang von  $3s4s^3S$  nach  $3s3p^3P^0$ . Sie ist eindeutig stärker als die Linie von Mg II bei  $\lambda = 448 \text{ nm}$  ( $4f^2F^0 - 3d^2D$ ).

Erhöht man jedoch den Ar/H-Druck (vgl. Abb. b), so steigt die Intensität der Mg II-Linie klar an. Die beobachtete Änderung der Farbe bei verschiedenen Drücken kann also auf unterschiedliche Anteile von atomarem Mg I und ionisiertem bzw. angeregtem Mg II zurückgeführt werden. Die Anwesenheit von Ar führt also nicht nur zu einer Änderung der Plasmaform, sondern auch zu einer Änderung der Plasmafarbe. Das bedeutet, dass das anwesende Argon Teile des Plasmas ionisiert und anregt<sup>[Dir94][Am99]</sup>. Dabei kann die Wechselwirkung des Plasmas mit dem Hintergrundgas als elastische Kollision der Gasatome mit den Ablationsfragmenten beschrieben werden, was zu einer Druckwelle innerhalb des Plasmas führt<sup>[Woo98]</sup>. Laut diesem Modell führt die Bildung dieser Schockwelle zu einer Umverteilung der kinetischen und thermischen Energien zwischen Plasma und dem umgebenden Gas. Das führt zu einer Umwandlung der Plasma-Strömungsgeschwindigkeit in thermische Energie<sup>[Amo02]</sup>.

Da hochenergetische Partikel vor allem flüchtige Elemente wie Magnesium wieder von der Probe abspalten können, führt eine Reduzierung der kinetischen Energie zu einer Erhöhung der Mg-Konzentration an der Probenoberfläche, was für die Bildung der  $\text{MgB}_2$ -Phase von Vorteil ist. Außerdem führt ein höherer Anteil von angeregten Partikeln die das Substrat erreichen zu einer Erhöhung der Energie die in der Auftreff-Region freigesetzt wird und so zu einer Erhöhung der Oberflächenmobilität der Partikel beiträgt. Somit ist ein Filmwachstum bei niedrigeren Temperaturen möglich, was aufgrund des geringen Haftkoeffizienten von Mg wiederum von großem Vorteil ist.

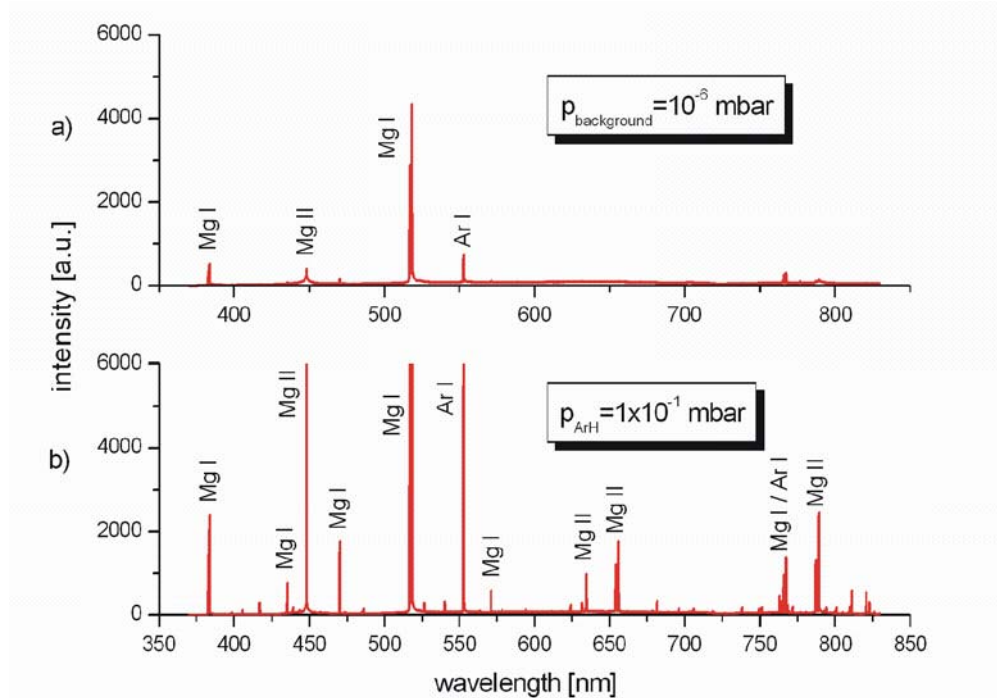


Abbildung 3.4: Optische Spektren des Ablationsplasmas bei a)  $p=10^{-6} \text{ mbar}$  und b)  $p = 1 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$

Abschließend soll noch angemerkt werden, dass von einigen Gruppen berichtet wurde, dass eine Zugabe von  $\text{H}_2$  das Druckfenster, in dem blaues Plasma beobachtet wurde, aufgeweitet hat. Dies wurde auf den Getter-Effekt von Wasserstoff auf den Rest-Sauerstoff zurückgeführt, was dann den  $\text{O}_2$ -Partialdruck in der Kammer erniedrigt.

#### Einfluss der Laserenergiedichte:

Wie bereits erwähnt wurde, erhöht sich der Anteil blauen Plasmas, wenn die Energiedichte am Target erhöht wird. Natürlich bewirkt eine Erhöhung der Energiedichte eine Steigerung der vom Spektrometer aufgenommenen Intensitäten. Dabei ist die Summe der Intensitäten direkt proportional zur Laserenergiedichte. Somit würde man ein konstantes Verhältnis von Mg II zu Mg I erwarten. Doch betrachtet man Abbildung 3.5 erkennt man ein Ansteigen des angeregten Mg II-Anteils im Plasma mit Erhöhung der Laserenergie. Die Wahrscheinlichkeit angeregte Zustände am Target zu erzeugen erhöht sich offensichtlich bei höheren Laserenergiedichten. Außerdem wäre es

möglich, dass durch Erhöhung der kinetischen Energie der emittierten Targetteilchen die Erzeugung von angeregtem Mg II bei der Kollision mit den Ar-Atomen gefördert wird.

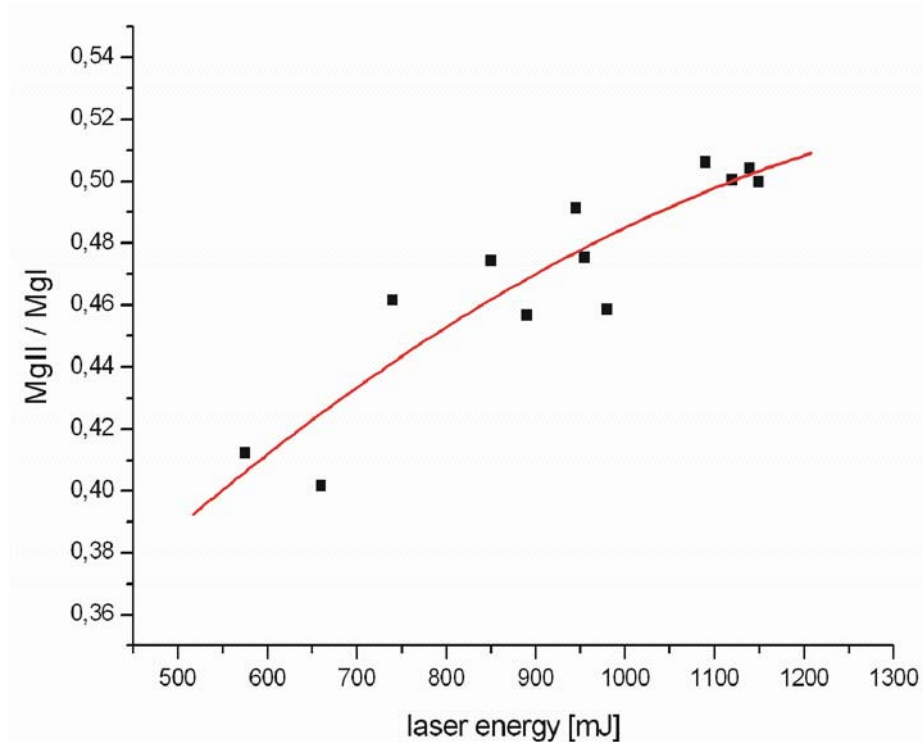


Abbildung 3.5: Abhängigkeit des MgII / MgI-Verhältnisses von der Laserenergie

### 3.2.3 Indirekte Ablation

Bei optimierter Laserenergiedichte und optimiertem Ar/H-Hintergrunddruck wurden MgB<sub>2</sub>-Filme mit dem Standard PLD-System hergestellt. Von dem Mg/MgB<sub>2</sub>-Target wurden 10.000 Pulse (10 Hz, 4 J/cm<sup>2</sup>) auf 30 °C bis 300 °C heiße (100) MgO-Substrate ablatiert. Diese wurden dann In-situ bei 500 °C bis 700 °C getempert, während dabei von einem reinen Mg-Target weiter ablatiert wurde. Der Ar/H-Druck wurde auf konstanten 0,17 mbar gehalten. Nach 20 Minuten wurde der Heizer abgeschaltet und unterhalb 300 °C die Ablation von Mg gestoppt.

Die Qualität der so hergestellten MgB<sub>2</sub>-Filme hing stark von der Substrattemperatur, der Annealing-Temperatur und -Zeit, sowie, wie bereits erwähnt, von den Plasmabedingungen ab. Für eine optimierte Annealing-Temperatur von 650 °C erhält man eine maximale kritische Temperatur von  $T_{c,onset} = 26$  K bei einer Übergangsbreite von  $\Delta T_c = 10$  K. Dabei wurde die Substrattemperatur auf 250 °C eingestellt. Für niedrigere Substrattemperaturen nahmen die erreichten kritischen Temperaturen ab (z.B. Raumtemperatur:  $T_c = 24$  K). Bei hohen Substrattemperaturen über 280 °C konnte keine Supraleitung mehr beobachtet werden, was auf einen zu niedrigen Mg-Gehalt im Film zurückzuführen ist.

Die Abhängigkeit der kritischen Temperatur von einem magnetischen Feld entlang der c-Achse ist in Abbildung 3.6 gezeigt. Wie zu erwarten nimmt  $T_c$  mit steigendem Feld ab und die Übergangsbreite nimmt zu. Bei  $B = 8$  T beträgt die kritische Temperatur für die oben genannte Probe  $T_{c,onset} = 23$  K und  $\Delta T_c \approx 13$  K.

Neben den relativ niedrigen  $T_c$ -Werten, wiesen alle Filme rauhe Oberflächen auf, was durch einen Übertrag von größeren Target-Clustern, so genannten Droplets auf das Substrat zu begründen ist.

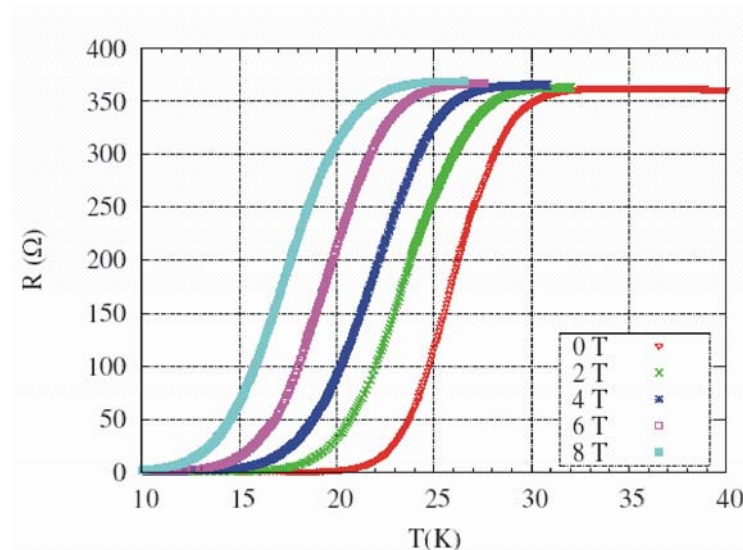


Abbildung 3.6: Kritische Temperatur von  $MgB_2$  hergestellt durch das Standard PLD-Verfahren bei verschiedenen magnetischen Feldern

Um die Filmrauigkeit zu verbessern wurde eine Blende eingebaut (10 mm oberhalb des Substrats und parallel dazu), welche die Hälfte des Substrats abschattete. Somit konnte das Plasma nur die Hälfte des Substrats direkt erreichen. Nun wurden unter oben genannten Bedingungen weitere supraleitende Filme hergestellt. In den nicht abgeschatteten Bereichen konnte wieder eine typische kritische Temperatur von  $T_c = 26$  K bei einer Übergangsbreite von  $\Delta T_c = 10$  K gefunden werden. Dieses Ergebnis deckt sich mit den zuvor gewonnenen. In den abgeschatteten Bereichen jedoch konnte eine höhere kritische Temperatur festgestellt werden. Die Übergangstemperaturen des Schattenbereichs in Abhängigkeit eines magnetischen Feldes sind in Abbildung 3.7 dargestellt.

Bei ausgeschaltetem Feld konnte eine kritische Temperatur von  $T_c = 33,5$  K bei  $\Delta T_c = 3$  K gemessen werden. Bei  $B = 8$  T betrugen diese noch  $T_c = 21$  K bei  $\Delta T_c = 8$  K. Hinzu kommt, dass der Normalleitungs-Widerstand innerhalb des Schattenbereichs bei 40 K etwa 50mal niedriger ist als jener des nicht abgeschatteten Bereichs. Da auch durchgeführte REM-Messungen eine glattere Oberfläche zeigten, kann man schließen, dass im Schattenbereich Unreinheiten und Sputterdefekte eine geringere Rolle spielen. Dies hängt wohl damit zusammen, dass hochenergetische Partikel den abgeschatteten

Bereich nicht direkt erreichen und dort Schaden anrichten können, sodass das Filmwachstum ungestörter vonstatten gehen kann.

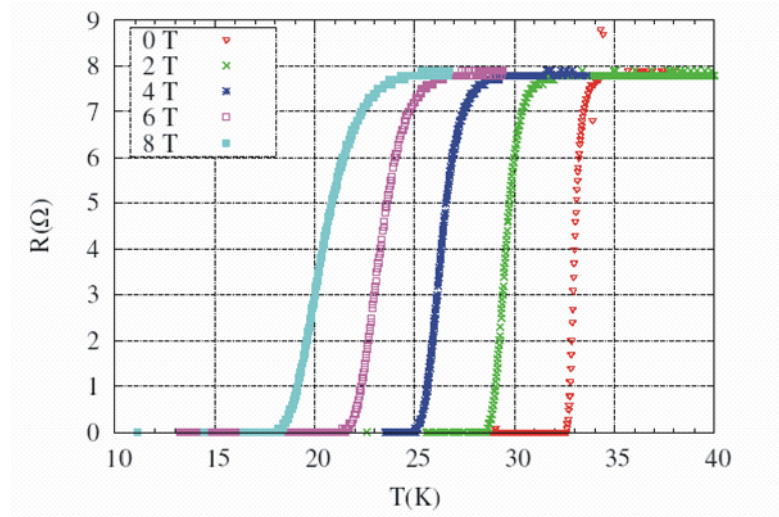


Abbildung 3.7: Kritische Temperatur des abgeschatteten  $\text{MgB}_2$ -Bereichs bei verschiedenen magnetischen Feldern

### 3.2.4 Insitu Pressure Annealing (IPA)

Alle so hergestellten Filme zeigten jedoch immer noch kritische Temperaturen weit unterhalb der Bulk-Werte. Das Hauptproblem dabei ist der Mangel an Magnesium während des Annealing-Prozesses. Um dieses Problem zu lösen, wurde ein kleines würfelförmiges Kästchen ( $V \approx 1 \text{ cm}^3$ ) konstruiert, welches auf dem Heizer montiert wurde. Der Deckel des Kästchens lässt sich dabei elektronisch öffnen und schließen. Das Substrat ((100)-MgO) wurde innerhalb des Kästchens auf dem Heizer montiert und granulares Magnesium daneben platziert. Der Depositions-Prozess wurde nun leicht geändert. Zunächst wurden 10.000 Pulse bei  $100^\circ\text{C}$  Substrat-Temperatur ablatiert, dabei bedeckte der Deckel die Hälfte des Substrats. Dann wurde der Deckel geschlossen und das Kästchen In-situ auf  $800^\circ\text{C}$  geheizt, bei einem  $\text{Ar}/\text{H}_2$ -Druck von  $p_{\text{Ar/H}} = 200 \text{ mbar}$ . Dieser Prozess wird als In-situ Pressure Annealing (IPA) bezeichnet. Dadurch konnte Magnesium innerhalb des Kästchens verdampfen und  $\text{MgB}_2$  wurde innerhalb einer Mg-Atmosphäre getempert. Die Temperatur wurde 30 Minuten konstant gehalten, um verbessertes Wachstum von  $\text{MgB}_2$  zu ermöglichen, dann wurde die Probe innerhalb einer Stunde abgekühlt.

Wiederum konnten ein Schatten- und Nicht-Schatten-Bereich beobachtet werden. Der Normalleitungs-widerstand dieser Filme bei 40 K war etwa 5mal kleiner als ohne IPA. Die kritischen Temperaturen der Schattenbereiche für verschiedene magnetische Felder sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Bei ausgeschaltetem Feld konnte eine kritische Temperatur von  $T_{c,\text{onset}} = 40,3 \text{ K}$  bei einer Übergangsbreite von  $\Delta T_c = 3 \text{ K}$  erreicht



werden. Im Vergleich dazu zeigte der nicht abgeschattete Bereich eine um 2 K erniedrigte kritische Temperatur.

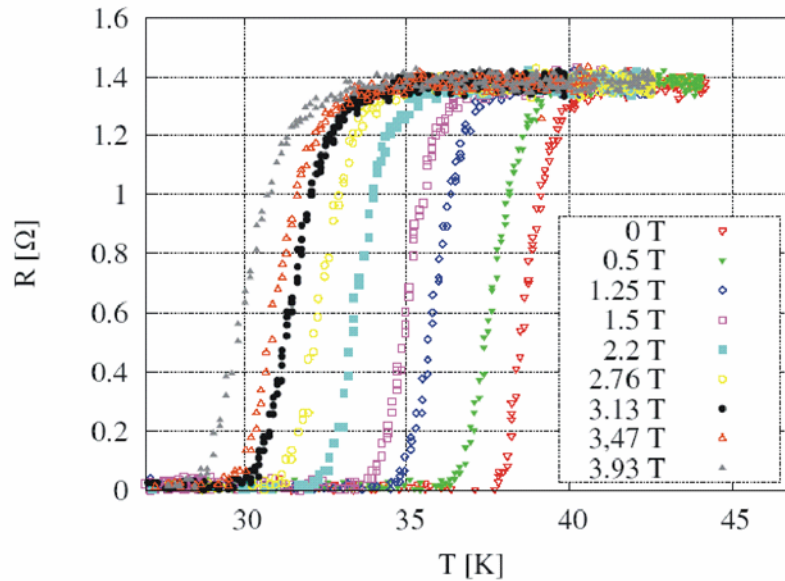


Abbildung 3.8: Kritische Temperatur von  $\text{MgB}_2$  hergestellt durch das IPA-Verfahren bei verschiedenen magnetischen Feldern

### 3.3 Strukturierung und Lift-Off, Proben- und Spulenarten

Da bei den jeweiligen YBCO-Abscheidungsprozessen das Substrat immer nur flächig beschichtet werden kann, muss vor der Messung eine Brücke heraus strukturiert werden. Dies geschieht mittels des photolithographischen Strukturierungsverfahrens. Dazu wird mit einer Lackschleuder eine sehr dünne Schicht Positiv-Photolack (Clariant AZ 5214E) auf den Wafer aufgespinnt. Dies erreicht man durch flächiges Bedecken des Substrats mit Lack und anschließendem „Abschleudern“ bei 5000 U/min für 20 Sekunden. Nachdem die Lackschicht in einem Ofen bei 107 °C vier Minuten ausgehärtet wurde, kann diese dann im sogenannten Maskaligner belichtet werden. Dazu wird eine, mit der gewünschten Struktur schwarz und UV-undurchlässig bedruckte Klarsichtfolie auf der belackten Probe positioniert und anschließend für 28 Sekunden einer UV-Bestrahlung ausgesetzt. Im nächsten Schritt wird die so belichtete Probe für 20 Sekunden in ein Entwicklerbad gelegt. Dabei werden die Lackstellen, die dem UV-Licht ausgesetzt waren zerstört und es bleibt eine Maske mit der Form der späteren Struktur übrig. Jetzt kann die so vorbereitete Probe in ein Ätzbad gelegt werden. Zum Ätzen von Gold wird eine Kaliumjodid-Jod-Lösung (KI-I) und für YBCO eine 5%ige  $\text{H}_3\text{PO}_4$ -Lösung verwendet. Die Lackmaske wird schließlich mit Hilfe von Aceton abgelöst. Diese Schritte werden für jede einzelne Schicht wiederholt, bis die gewünschte Struktur erreicht ist. Abbildung 3.9 zeigt die einzelnen Strukturierungsschritte einer YBCO-Probe. Zunächst wird die flächige Goldschicht in



die Form der späteren Leiterbahn geätzt (Abbildung 3.9 a) ). Dadurch bildet das Gold bei der anschließenden Supraleiter-Strukturierung eine zusätzliche Schutzschicht im Bereich der Leiterbahn (Abbildung 3.9 b) ). Abschließend kann dann das restliche Gold, außer im Bereich der Kontakte, abgenommen werden (Abbildung 3.9 c) ).

Wurde während des Herstellungsverfahrens die Goldschicht noch nicht aufgebracht, müssen die Kontakte nachträglich, mittels eines sogenannten Lift-Off-Prozesses, hergestellt werden. Dazu wird zunächst die supraleitende Schicht in dem oben beschriebenen Verfahren strukturiert. Anschließend wird das Substrat wieder belackt und mit Hilfe des Maskaligners eine Lochmaske in der Art hergestellt, dass der Lack an der Stelle der späteren Kontakte aufgelöst wird. Im nächsten Schritt kann die so vorbereitete Probe in eine Aufdampfkammer eingebaut werden. Nun wird zunächst eine etwa 3 – 5 nm dicke Cr-Schicht als Haftvermittler aufgebracht, anschließend 100 nm Gold. Als letzten Schritt legt man die Probe in ein Aceton-Ultraschallbad und kann so den Lack mitsamt dem überflüssigen Gold von dem Substrat ablösen, sodass nur die Au-Kontakte übrig bleiben.

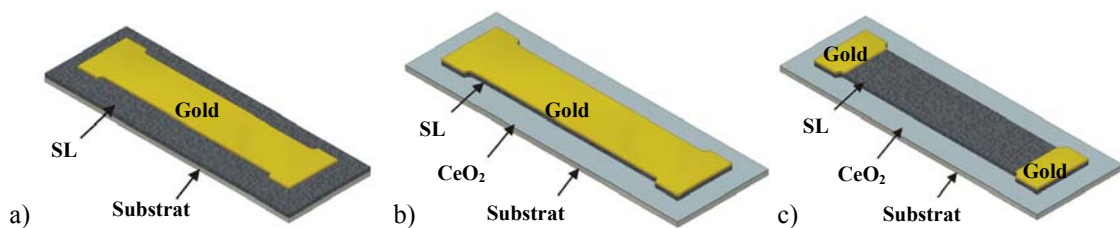


Abbildung 3.9: Ätzreihenfolge der Einzelschichten: a) Gold wird in der Form der späteren Leiterbahn vorgeätzt b) anschließend wird der Supraleiter geätzt und c) schließlich die Kontakte strukturiert.

Mit den hier beschriebenen Verfahren wurden sowohl YBCO-Großproben zur Vermessung im Großkryostaten (Abschnitt 3.4.3), als auch YBCO-Kleinproben zur Untersuchung im Helium-Durchflusskryostaten (vgl. Abschnitt 3.4.4) strukturiert.

In Abbildung 3.10 a) ist eine typische YBCO-Großprobe gezeigt. Ein Zweizoll Saphir-Substrat ist flächig mit einer 300 nm dicken YBCO-Schicht bedampft, darauf folgt eine 50 nm dicke Goldschicht. Aus dieser Schichtfolge wird dann ein  $35 \times 10 \text{ mm}^2$  großer Streifen mit Strom- und Spannungskontakten zur Vierpunkt-Messung strukturiert. Um die für die Messungen benötigten Frequenzpulse möglichst gut in den Supraleiter einkoppeln zu können, wurde die Geometrie der Frequenzspulen jeweils der Form der verwendeten supraleitenden Probe angepasst. Abbildung 3.10 b) zeigt eine derartige Spule, die ebenfalls mit dem oben beschriebenen Verfahren aus YBCO strukturiert wurde. Die fertige Spule wird dann rückseitig mit Leitsilber an das Probensubstrat geklebt. Alternativ wurden aber auch flache Cu-Spulen verwendet, welche aus 0,5 mm Cu-Lackdraht gewickelt wurden.

Um Messungen im hochauflösenden Messaufbau zu ermöglichen, wurde ein Kleinproben-Layout entwickelt, mit dem es einerseits möglich war, die Leiterbrücke

mit einem Strom zu belasten und dabei die abfallenden Spannungen zu messen. Andererseits sollte genügend Raum vorhanden sein, um den magnetooptischen Indikator auflegen zu können. Abbildung 3.11 a) zeigt das Layout einer 500  $\mu\text{m}$  breiten Leiterbrücke und den zugehörigen quadratischen Kontaktflächen. Abbildung 3.11 b) zeigt das Layout einer passenden Goldspule. Diese wurde mittels des oben beschriebenen Lift-Off-Prozesses aus 300 nm Gold auf die Rückseite des Probensubstrats aufgebracht. Auch hier wurden aber teilweise aus Cu-Lackdraht gewickelte Pfannkuchenspulen für die Frequenzeinkopplung verwendet.

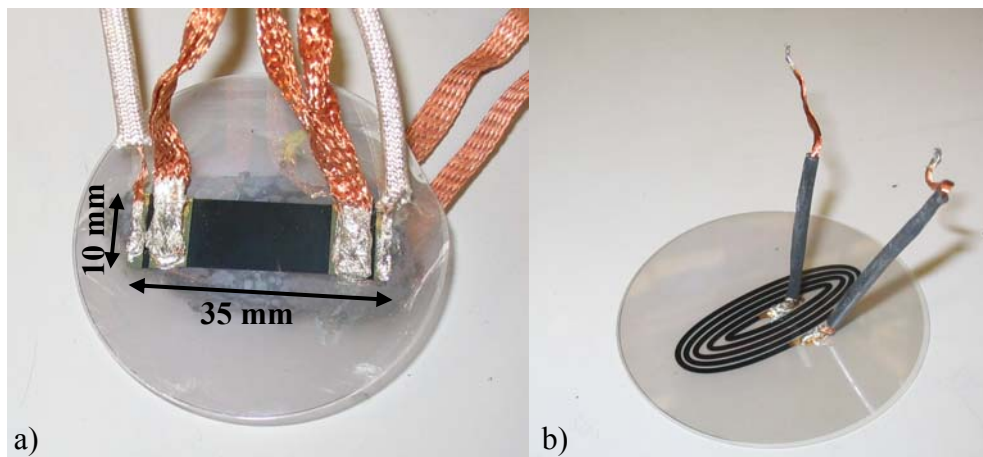


Abbildung 3.10: a) YBCO-Großprobe mit Spannungskontaktierung (außen) und Stromkontaktierung (innen), hier mit angeklebter Kupferspule unterhalb des Substrats. b) YBCO-Frequenzspule zur Einkopplung von Frequenzpulsen in die Probe.

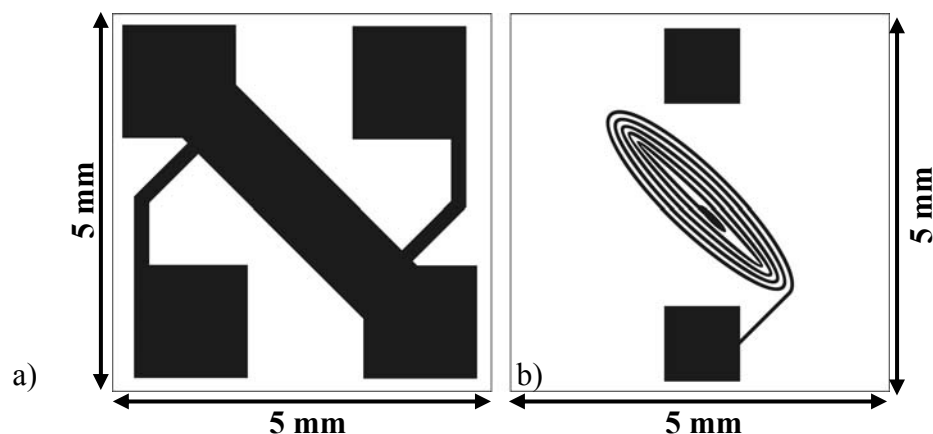


Abbildung 3.11: a) Layout einer YBCO-Kleinprobe zur Vermessung im hochauflösenden Messaufbau. b) Layout einer passenden Au-Frequenzspule

## 3.4 Experimenteller Aufbau

### 3.4.1 Magnetooptischer Aufbau

Das Prinzip eines magnetooptischen Aufbaus zur Untersuchung von supraleitenden Proben auf Basis des Faraday-Effekts ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Der magnetooptische Indikator, bestehend aus magnetooptisch aktivem Granatfilm und einer Al-Spiegelschicht, wird mit der Spiegelschicht auf die Probe (SL) gelegt. Nach Anlegen eines Magnetfelds  $B_z$  senkrecht zur Probe, kommt es zu einer Flussdichteverteilung wie in Kapitel 2.1.6 beschrieben. Diese ist in der Abbildung schematisch durch einzelne Flusslinien dargestellt. Aufgrund der Flussdichteverteilung kommt es nun zu unterschiedlichen Magnetisierungen innerhalb der Indikatorschicht. Dadurch erfährt linear polarisiertes Licht, das senkrecht auf die Indikatorschicht abgebildet wird, je nach Ort eine andere Faraday-Rotation. Nach Reflexion an der Spiegelschicht trifft der Lichtstrahl auf einen zweiten Polarisator, den sogenannten Analysator. Dieser ist gegenüber dem ersten Polarisator um  $90^\circ$  verdreht, sodass Licht, welches keine Faraday-Drehung erfahren hat, diesen nicht passieren kann. In der magnetooptischen Aufnahme ergibt sich dann eine Intensitätsverteilung, bei der helle Bereiche einer hohen Faraday-Drehung, also einer starken Magnetisierung der supraleitenden Probe entsprechen. An Stellen geringer Intensität hingegen ist kaum Fluss vorhanden.

Will man bei einer magnetooptischen Messung Flussrichtungen unterscheiden, so dreht man den Analysator ein paar Grad aus der gekreuzten Stellung<sup>[Sch92]</sup>. Dadurch ergibt sich bei  $B_z = 0$  eine mittlere Intensität  $I_0$  und es ist möglich eine linksseitige Drehung aufgrund  $I_{\text{links}} < I_0$  von einer rechtsseitigen Drehung mit  $I_{\text{rechts}} > I_0$  zu unterscheiden.

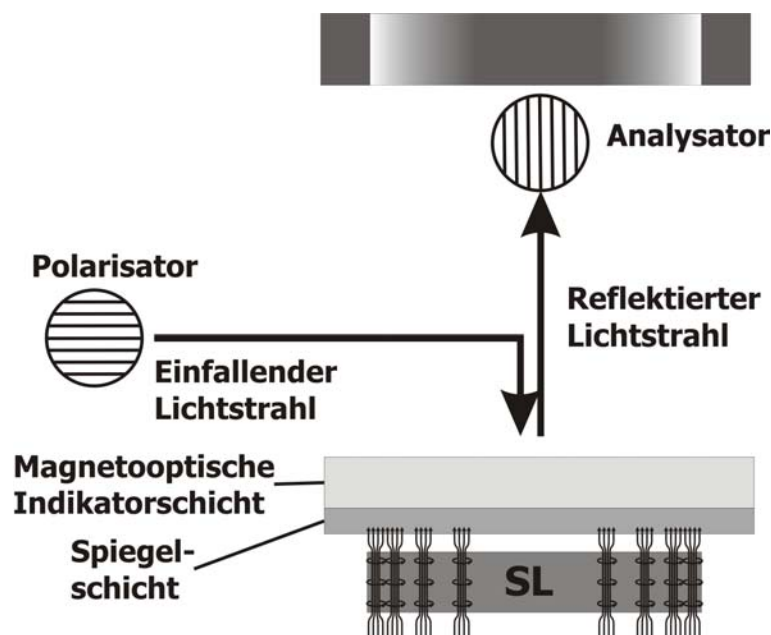


Abbildung 3.12: Prinzip eines magnetooptischen Aufbaus zur Untersuchung der Magnetisierung einer supraleitenden Probe auf Basis des Faraday-Effekts.

### 3.4.2 Experimenteller Aufbau für Frequenzmessungen

Das Ziel dieser Arbeit bestand darin, magnetooptische Messungen an supraleitenden Proben durchzuführen. Diese sollten dabei im externen Feld, bei Anliegen eines Transportstroms, unter Einfluss eines Frequenzpulses oder mehrerer dieser Größen gleichzeitig gemessen werden. Im Folgenden soll der prinzipielle Schaltungsaufbau beschrieben werden, der bei den Messungen dieser Arbeit verwendet wurde. Dabei ist zu beachten, dass nicht für jede Messung (je nach Zielsetzung) alle Komponenten zum Einsatz kamen.

Die zu untersuchende, supraleitende Probe wird thermisch gut leitend auf dem Kühlfinger im Kryostaten montiert. Anschließend werden Strom- und Spannungskontakte an die Zuführungen des Kryostaten gelötet. Unterhalb des SL-Films ist die Frequenzspule mit möglichst geringem Abstand angebracht. Auf den SL wird der magnetooptische Indikator gelegt und bei Bedarf und Platz durch Blattfedern niedergedrückt. Der Kryostat wird evakuiert und dann auf die gewünschte Temperatur abgekühlt. Die Temperaturkontrolle erfolgt je nach Temperaturbereich über Silizium-Dioden oder über Platin-Widerstände (Pt100).

Am Anfang der Messung wird der SL zunächst mit dem gewünschten Vorstrom belastet. Über einen niederohmigen Shunt-Widerstand ( $R = 5 \text{ m}\Omega$ ) und ein angeschlossenes Keithley-Multimeter kann der zeitliche Verlauf des Stroms mit dem PC ausgelesen werden.

Aus dem Steuerprogramm heraus, wird dann vom Nutzer die Messung gestartet. Dieses sendet ein TTL-Signal an einen angeschlossenen Pulsgenerator. Hier wird ein Rechtecksignal zuvor eingestellter Länge (10 ns - 999 ms) generiert. Dieses wiederum wird in einen Frequenzgenerator gespeist, in welchem dann ein Frequenzsignal ( $f = 0,05 \text{ kHz} - 500 \text{ kHz}$ ) einer, durch die eingespeiste Pulslänge bestimmten Dauer, erzeugt wird. Dieses Signal wird über eine Hochfrequenzdurchführung in den Kryostaten und hier über ein Semirigid-Kabel in die Spule gespeist. Dabei bilden die Zuführungen und die Spule einen vom restlichen Messaufbau galvanisch getrennten Schwingkreis. Über einen zusätzlichen Monitorausgang am Frequenzgenerator kann der im Schwingkreis fließende Strom gemessen werden. Hierzu wird das Monitorsignal durch ein, ebenfalls vom Pulsgenerator getriggertes, Zweikanal-Oszilloskop aufgenommen und kann dann über das Steuerprogramm ausgelesen werden.

Damit man halbwellenaufgelöste Aufnahmen des supraleitenden Zustands machen kann, muss der Aufnahmezeitpunkt der CCD-Kamera auf das HF-Signal abgestimmt werden. Hierzu wird das Monitorsignal zusätzlich in einen Nulldurchgangsdetektor eingespeist. Dieser erzeugt bei jedem, jedem positiven oder jedem negativen Nulldurchgang der Sinuswelle ein TTL-Signal, welches dann die Steuerungs-Software der Kamera triggert. Hier kann noch zusätzlich ein Delay eingestellt werden, sodass eine Aufnahme zu jedem gewünschten Zeitpunkt der Halbwelle möglich ist.

Die während des Frequenzpulses am Supraleiter abfallende Spannung durchläuft einen Differenzverstärker und wird dann auf den zweiten Kanal des Oszilloskops gegeben.

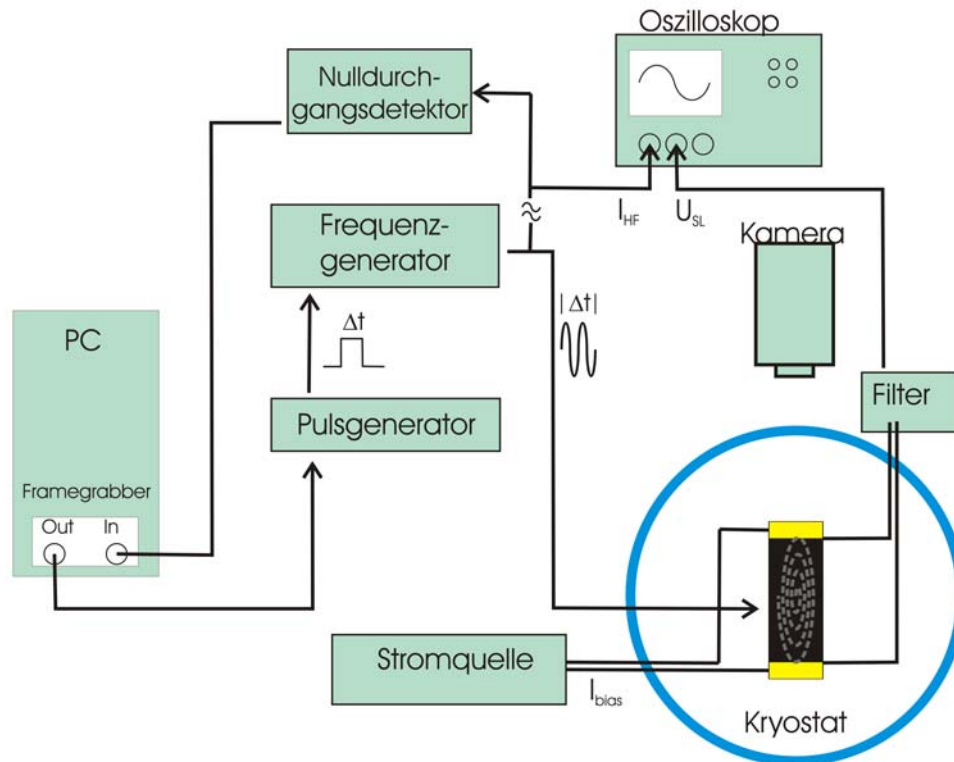


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Frequenzmessungen. Die zu untersuchende Probe wird in einem Kryostaten montiert, mit darunter liegender Frequenzspule. Über diese kann ein Frequenzpuls in den Supraleiter eingekoppelt werden. Mit Hilfe einer CCD-Kamera können magnetooptische Aufnahmen vor, während und nach dem Puls gemacht und mit einem Computer weiter verarbeitet werden. Mit einem digitalen Zweikanal-Oszilloskop können der Puls und z.B. der Spannungsabfall im SL aufgezeichnet werden.

### 3.4.3 Aufbau zur Untersuchung der Großproben

Der hier zunächst zum Einsatz kommende, magnetooptische Aufbau, bestehend aus optischem Kryostat und einem optischen Aufbau nach Köhler, wurde speziell zur magnetooptischen Analyse von großflächigen Hochtemperatursupraleiterschichten in externen sowie durch Transportstrom induzierten Feldern konzipiert (Vgl. Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15). Die Randbedingungen der Planung umfassten dabei, neben der Großflächigkeit der Analyse, einen Temperaturbereich bis hinunter zu 40 K und die Möglichkeit einer Hochstromzuführung bei tiefen Temperaturen.

Die Basis des Kryostaten bildet die zylinderförmige Vakuumkammer mit einem Durchmesser von 0,8 m und einem 80 mm großen optischen Fenster aus Suprasil-Glas im abnehmbaren Deckel. Darin befindet sich ein aus Kupfer gefertigter, bis zu 260 x 320 mm<sup>2</sup> großer Probentisch, der durch zwei Schrittmotoren in x- sowie y-Richtung verschiebbar ist. Der Probentisch ist mit flexiblen Kupferlitzen großen Querschnitts

thermisch an die zweite von zwei Kaltstufen gekoppelt. Über dieses zweistufige Kühlsystem (Gifford-MacMahon-Refrigerator, Typ RGD 1245, Fa. Leybold) kann die zweite Kaltstufe, bei einer Abkühlzeit von etwa 15 Stunden bis auf 20 K gekühlt werden und man erreicht so am Ort der Probe die gewünschten 40 K. Die erste Kühlstufe erreicht eine Temperatur von ca. 80 K und wird zur Kühlung eines Kühltisches zwischen Probenraum und Kammerwand eingesetzt. Um einen Wärmeübertrag durch Konvektion und Kondensation von Wasser und Luft auf Probe oder Sichtfenster zu verhindern, wird die Kammer vor dem Abkühlen mittels einer Drehschieber- und einer nachgeschalteten Turbomolekularpumpe auf einen Druck von  $p \approx 10^{-5}$  mbar abgepumpt. Durch den beim Abkühlvorgang auftretenden Kryoeffekt erzielt man dann einen noch deutlich geringeren Arbeitsdruck.

Zur Temperaturmessung werden ein Platin-Widerstand für den gesamten Temperaturbereich und 6 Silizium-Dioden für Temperaturen unterhalb 100 K eingesetzt. Die Regelung auf die gewünschte Probentemperatur erfolgt durch gezieltes Gegenheizen mittels einer 50 W-Halogenlampe, die so angebracht ist, dass sie den Probentisch beheizt, ohne die optischen Aufnahmen zu stören.

Für Messungen in externen Feldern, ist unterhalb des Probenbereichs eine Kupferluftspule mit einem Innendurchmesser von  $d_{\text{innen}} = 10$  mm und einem Außendurchmesser von  $d_{\text{außen}} = 120$  mm angebracht. Mit dieser Spule ist es möglich, bei einem Maximalstrom von 15 A ein maximales Feld von etwa 55 mT im Bereich der Spulenachse einzustellen. Bei Spulenströmen ab etwa 10 A muss aber mit einer nicht unerheblichen Wärmeentwicklung seitens der Magnetspule gerechnet werden.

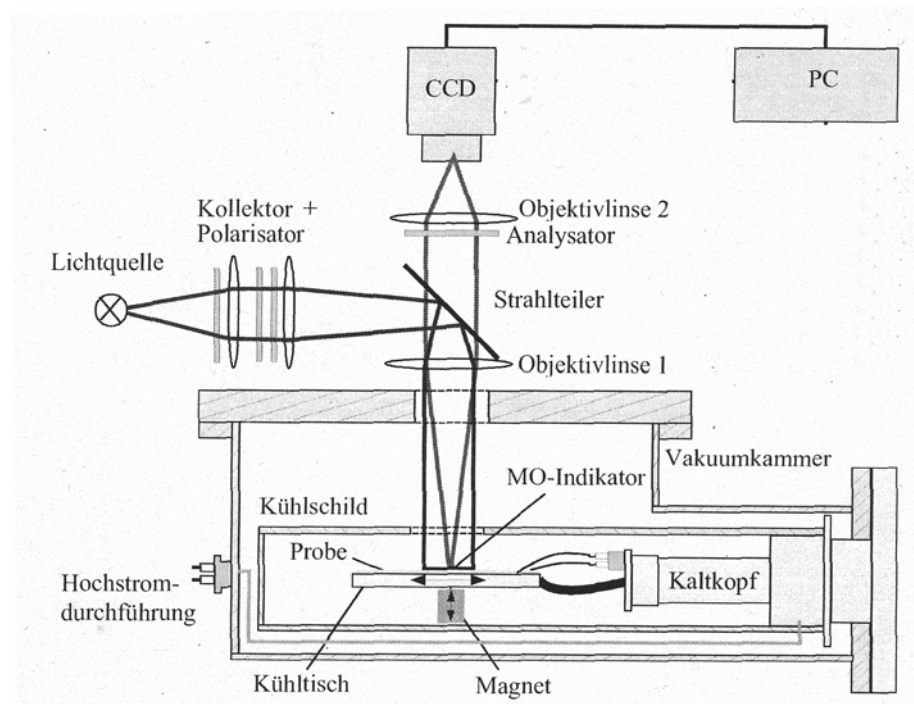


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des magnetooptischen Aufbaus zur Untersuchung von großflächigen Proben





Abbildung 3.15: Messaufbau zur Untersuchung der Großproben

Für die Strom- und Frequenzmessungen stehen eine Hochstromdurchführung (bis 200 A), eine Hochfrequenzdurchführung (Semirigid) und diverse weitere elektrische Durchführungen zur Verfügung.

Die Proben werden mit Leitsilber auf den Probenhalter bzw. das Probenkreuz geklebt. Zur besseren thermischen Ankopplung der Substrate wird im Falle des Probenkreuzes ein kupferner Ring von oben dagegen geschraubt, sodass die Probe eingeklemmt wird (Vgl. Abbildung 3.16(2)). Der Ring ist dabei mit einer Kupferlitze direkt an die Kaltstufe gekoppelt und es wird wiederum Leitsilber als thermischer Vermittler verwendet.

Der optische Aufbau wurde gemäß einem Polarisationslichtmikroskop, nach dem Köhler'schen Beleuchtungsprinzip<sup>[Oet77]</sup> aus Einzelkomponenten aufgebaut. Als Lichtquelle dienen wahlweise eine Halogenlampe mit einer Leistung von 200 W, die über eine Glasfaserleitung homogenisiert und in den Beleuchtungsarm eingekoppelt wird oder eine Quecksilberdampfampe, wenn höhere Lichtintensitäten benötigt werden. Aufgrund der wellenlängenabhängigen Faraday-Drehung der verwendeten Indikator-Schichten wird das Spektrum durch zwei Sperrfilter auf 500 – 650 nm im Falle der Halogenlampe bzw. auf 540 - 580 nm im Falle der Hg-Dampfampe eingeschränkt. Zur Abbildung nach dem Köhler'schen Prinzip werden Linsen aus BK7-Glas verwendet. Diese sind spannungsarm und weisen somit keinen eigenen Faraday-Effekt auf, sodass Depolarisierungseffekte minimiert werden können. Im Strahlengang

befinden sich weiterhin zwei Folien-Polarisatoren, einer im Beleuchtungsarm, der andere im Abbildungsarm. Bei beiden kann die Polarisationsrichtung getrennt voneinander eingestellt werden, sodass auch außerhalb der gekreuzten Stellung gemessen werden kann, was eine Kontrastverbesserung zur Folge hat und eine Unterscheidung der Feldrichtung ermöglicht.

Abbildung 3.16 zeigt das Innere des Kryostaten. Deutlich erkennt man das Probenkreuz (1), Kupferring (2), eingebaute Probe (3), Strom- und Spannungszuleitungen (4), HF-Zuleitung (5), Kupfer-Magnet (6) und Temperatursensoren (7).

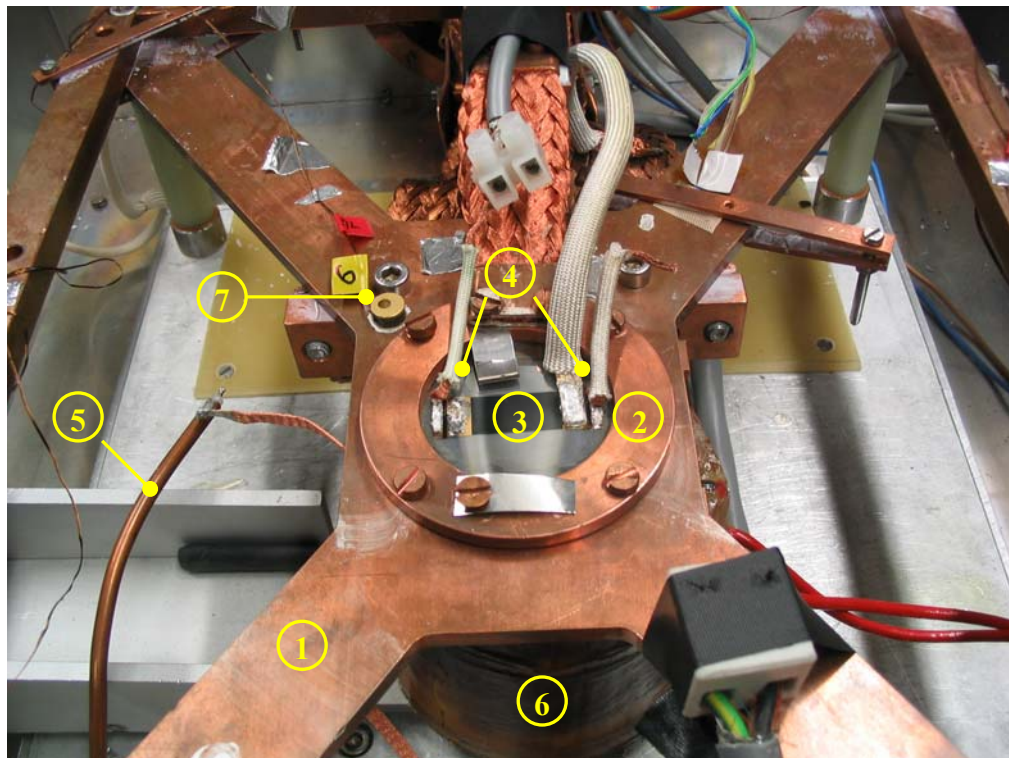


Abbildung 3.16: Eingebaute Probe im Inneren des Großkryostaten.

### 3.4.4 Hochauflösender Messaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit sollte der vorhandene magnetooptische Aufbau zur Untersuchung von großflächigen Proben um einen Messplatz mit hoher lateraler und zeitlicher Auflösung ergänzt werden, mit dem auch Temperaturen im Bereich unter 4K zu erreichen sind (s. Abbildung 3.17).

Der Aufbau gliedert sich in drei Hauptkomponenten, ein He-Durchflusskryostat, ein Polarisationsmikroskop und ein CCD-Kamerasystem, welche nun im Einzelnen beschrieben werden.



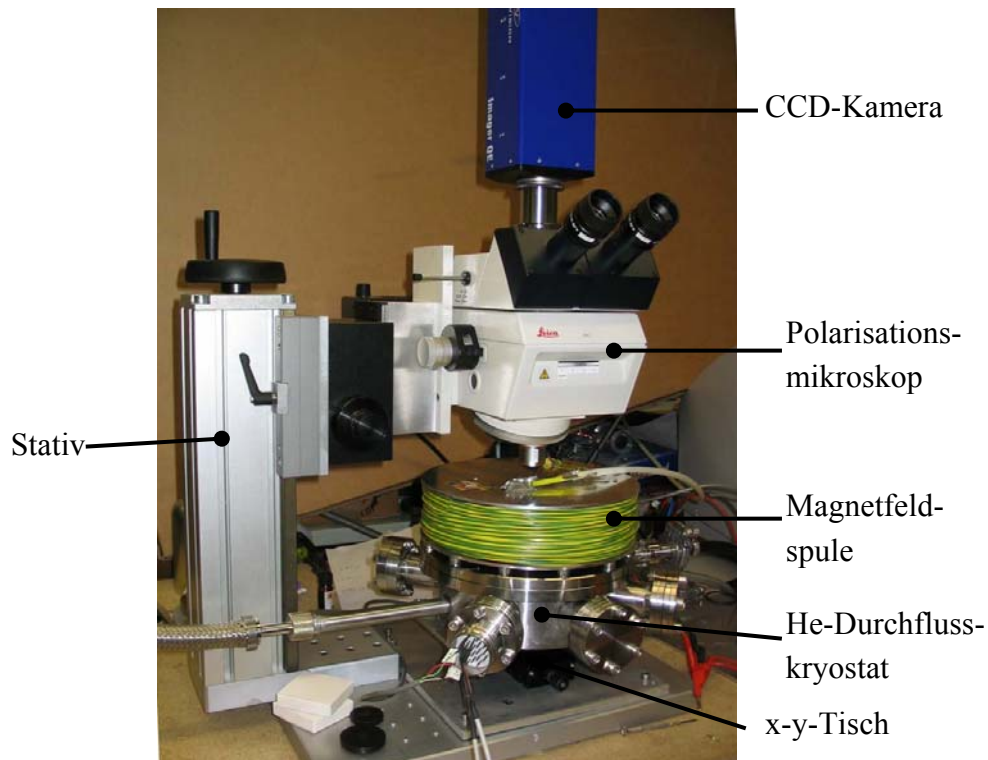


Abbildung 3.17: Hochauflösender Messaufbau zur Untersuchung von Kleinproben

#### Kryostat:

Die Randbedingungen bei der Wahl des Kryostaten waren ein optischer Zugang zur Probe, die Möglichkeit zum Anlegen eines externen magnetischen Feldes, möglichst tiefe erreichbare Temperaturen und eine hohe Variabilität bei den elektrischen Durchführungen. Zum Einsatz kommt eine Spezialausführung des optischen Kryostatsystems „Special ST 500“ der Firma Janis Research CO. Basis des Kryostaten bildet eine zylinderförmige Vakuumkammer mit einem Durchmesser von  $d = 17,8$  cm. Innerhalb befindet sich ein kupferner Kaltfinger dessen Kopfende 5 cm aus der Kammer heraussteht. Der Kaltfinger kann durch ein geschlossenes Kreislaufsystem mittels gepumptem flüssigen Helium bis auf  $T = 2,5$  K abgekühlt werden. Mit einer um den Kaltfinger gewickelten Heizwendel ist es möglich gezielt gegen zu heizen, sodass eine konstante Temperatur eingestellt werden kann. Die Temperatur wird über eine Si-Diode gemessen, die Temperatur-Regelung erfolgt über eine PID-Steuereinheit. Den Kaltfinger umgibt ein vergoldetes Kälteschild, das den Hauptteil der einfallenden Wärmestrahlung abhält. Den Abschluss bildet ein abnehmbarer Aluminiumdeckel mit einem mittigen Aluminiumzylinder, welcher den herausstehenden Kaltfinger umgibt. Das obere Ende des Zylinders ist durch ein spannungsarmes und Antireflex beschichtetes Deckelglas mit 35 mm Durchmesser bedeckt. Mehrere elektrische und zwei Hochfrequenz-Durchführungen ermöglichen das Anlegen von Strom und Hochfrequenz an die Probe, sowie die Messung von u.a. Spannung und Temperatur.

Die zu untersuchende Probe wird üblicherweise mit Leitsilber auf das Kopfbende des Kaltfingers geklebt. Mit einer den Deckelzylinder umgebenden Kupferspule kann am Ort der Probe ein Magnetfeld von bis zu 100 mT bei etwa 10 A Spulenstrom erreicht werden.

Das gesamte Kryostatsystem ist auf einem PC gesteuerten x-y-Tisch montiert, der eine laterale Bewegung von 50mm in jede Richtung zulässt.

#### Mikroskop:

Um eine möglichst große Bewegungsfreiheit des Kryostaten zu gewährleisten, wurde von der Firma Leica eines ihrer handelsüblichen Polarisationsmikroskope zu einem frei hängenden Mikroskop umgebaut.

Der Aufbau entspricht wiederum dem Köhler'schen. Eine Quecksilber-Dampflampe mit 100 W Leistung erzeugt weißes Licht. Dieses passiert einen Kantenfilter, der das Hg-Spektrum auf den Intensitätsstärksten Peak bei  $\lambda = 546 \text{ nm}$  einschränkt. In diesem Bereich weisen die verwendeten Indikatoren, wie bereits erwähnt, die höchste Faraday-Drehung auf und es führt weiterhin zu einer erhöhten, räumlichen Auflösung. Bei den zeitlich aufgelösten Messungen, die meist eine kurze Aufnahmezeit und somit hohe Lichtintensitäten voraussetzen, kann auf diesen auch verzichtet werden. Durch einen im 90°-Bereich frei einstellbaren Folienpolarisator kann die gewünschte Linienpolarisation erzeugt werden. Besonderes Augenmerk wurde auf die Wahl der Objektive gelegt. Diese mussten einen minimalen Arbeitsabstand von 10 mm aufweisen, um die Arbeit am Kryostaten zu ermöglichen. Des Weiteren sollten sie möglichst spannungsfrei sein, um die schon erwähnten Depolarisierungseffekte zu verhindern. Diese Eigenschaften erfüllten die Objektive der Leica PL FLUOTAR-Serie mit 5-, 10- und 20-facher Vergrößerung. Aus Gründen der Polarisationserhaltung wurde zudem auch kein Planspiegel als Strahlteiler verwendet, sondern es kam ein so genannter Smith-Reflektor zum Einsatz, bei welchem der einfallende Lichtstrahl über mehrere Ebenen zur Probe hin gebrochen wird.

Die Analyse der Polarisationsrichtung erfolgt mittels eines um 360° verstellbaren und auf 1/10° genau einstellbaren Folienpolarisators. Dieser wurde später so modifiziert, dass man den gewünschten Winkel auch über einen Rechner gesteuerten Schrittmotor anfahren konnte (s. Kapitel 4.1)

### CCD-Kamerasystem:

Die resultierende Intensitätsverteilung kann wahlweise über ein Okular direkt beobachtet oder über das angeschlossene CCD-Kamerasystem und einer speziellen Imaging-Software am PC ausgewertet werden.

Hierbei handelt es sich um eine CCD-Kamera des Typs ImagerQE der Firma PCO Imaging im Paket mit der Bilderfassungs- und Analyse-Software DaVis 6.0 der Firma LaVision.

Die Kamera basiert auf einem CCD-Chip mit einer Auflösung von 1376 x 1040 Pixel bei einer Pixelgröße von 6,45  $\mu\text{m}$ . Sie zeichnet sich vor allem durch ein hohes Signal zu Rauschverhältnis und eine hohe Variabilität der Aufnahmezeiten (100 ns – 1000 s) aus. Der CCD-Chip wird über ein Peltier-Element und, aus Gründen der Vibrationsvermeidung, einen externen Lüfter auf -20° C gekühlt. Damit wird ein extrem niedriges Dunkelrauschen ermöglicht. Das Auslesen der Bilddaten erfolgt über ein Glasfaserkabel, das mit einer digitalen IO-Karte im PC verbunden ist.

Die Software DaVis vereint Bilderfassung, d.h. Kamerasteuerung und Auslese, sowie Bildverarbeitung bzw. -analyse. Zusammen mit der IO-Karte ist es möglich, unterschiedliche Triggerzeitpunkte festzulegen, andere externe Geräte zu triggern, oder auch auf externe Triggerpulse zu warten. Ebenso ist es möglich, die Bilderfassungssoftware aus eigenen Messprogrammen heraus zu steuern, sowie verschiedene Filter oder Algorithmen auf einzelne oder mehrere Bilder anzuwenden (vgl. Kapitel 4.1).

Nach Erfassung und Bearbeitung kann das Bild u.a. als Matrix exportiert werden, in der der Realwert (z.B. Faraday-Rotation oder B-Feld) eines jeden Pixels an seinem jeweiligen xy-Ort eingetragen ist. Diese Matrix kann dann z.B. zur Berechnung der zugehörigen Stromdichteverteilung in einem gesonderten Programm weiter verwendet werden (vgl. Kapitel 4.2.2)

## 4 QUANTITATIVE MAGNETOOPTIK

### 4.1 Kalibrierung der gemessenen Lichtintensität

Um aus den gemessenen Intensitätsverteilungen  $I(x,y)$  auf eine Feldverteilung  $B_z(x,y)$  rückschließen zu können, ist sowohl eine quantitative Beschreibung der Polarisierungseffekte der MOL, als auch des Transfers von polarisiertem Licht durch das Polarisationsmikroskop notwendig. Störende zusätzliche Effekte in einem nicht idealen optischen System, wie z.B. inhomogene Beleuchtung des MOL oder zusätzliche Drehungen des Polarisationswinkels durch optische Komponenten des Mikroskops müssen in Betracht gezogen und gegebenenfalls korrigiert werden.

Die Intensität  $I'$  des durch den MOL (Absorptionsgrad  $\gamma$ , Dicke  $d$ ) transmittierten und rückreflektierten Lichtstrahls beträgt  $I' = I'_0 e^{-2\gamma d}$ , wobei  $I'_0$  die Intensität des einfallenden Lichtstrahls bezeichnet. Bei einem idealen Polarisationsmikroskop ist die Lichtintensität nach Durchlaufen des Polarisators, MOL und Analysators durch Malus' Gesetz gegeben <sup>[Col05]</sup>:

$$I = I'_0 e^{-2\gamma d} \sin^2(\phi - \alpha) = I' \sin^2(\phi - \alpha) \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet  $\phi$  die Faraday-Rotation des MOL und  $\alpha$  die Abweichung von der gekreuzten 90°-Stellung zwischen Polarisator und Analysator.

Zieht man nun noch eine, z.B. durch Streulicht oder CCD-Rauschen verursachte zusätzliche, konstante Hintergrundintensität  $K_0$  in Betracht erhält man

$$I = K_0 + I' \sin^2(\phi - \alpha) \quad (4.2)$$

Wie aus Gl.(4.2) ersichtlich, sind 3 Messungen bei unterschiedlichen Winkeln  $\alpha$  ausreichend um aus den jeweils gemessenen Intensitätsverteilungen  $I(\alpha)$  auf die Verteilung der Faraday-Rotation  $\phi(x,y)$  zu schließen.

Es hat sich als günstig erwiesen, zur Bestimmung von  $\phi(x,y)$  zwei um die gekreuzte Polarisator-Stellung symmetrische Winkel  $\pm\alpha$  und die gekreuzte Position  $\alpha=0$  selbst zu wählen. Durch Lösen des so erhaltenen Gleichungssystems

$$\begin{aligned} I_0 &= K_0 + I' \sin^2 \phi \\ I_- &= K_0 + I' \sin^2(\phi - \alpha) \\ I_+ &= K_0 + I' \sin^2(\phi + \alpha) \end{aligned} \quad (4.3)$$

erhält man für die durch den MOL erzeugte Faraday-Drehung

$$\phi_{1,2} = \arccot \left\{ \frac{b(1+\tilde{I}) \pm \sqrt{b^2(1+\tilde{I})^2 + ab(1-\tilde{I})^2}}{a(1-\tilde{I})} \right\} + n\pi \quad (4.4)$$

mit  $\tilde{I} = \frac{I_- - I_0}{I_+ - I_0}$ ,  $a = \sin^2 \alpha$  und  $b = \frac{1}{2} \sin(2\alpha)$ . Physikalisch sinnvoll ist dabei nur die positive Lösung. Einer Addition von  $n\pi$  entspricht einer Faraday-Drehung von mehr als  $180^\circ$ , was bei den hier verwendeten Granaten und Feldern nicht möglich ist. Somit erhält man

$$\phi(x, y) = \arccot \left\{ \frac{b(1+\tilde{I}(x, y)) \pm \sqrt{b^2(1+\tilde{I}(x, y))^2 + ab(1-\tilde{I}(x, y))^2}}{a(1-\tilde{I}(x, y))} \right\} \quad (4.5)$$

Kleinwinkelnäherung:

Da bei den hier gemessenen Proben meist kleine Winkel  $(\phi - \alpha)$  gemessen werden, kann Gl. (4.2) durch

$$I = K_0 + I'(\phi - \alpha)^2 \quad (4.6)$$

genähert werden und man erhält für die Faraday-Drehung

$$\phi(x, y) = \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{I_+(x, y) - I_-(x, y)}{I_+(x, y) - 2I_0(x, y) + I_-(x, y)} \quad (4.7)$$

Zur experimentellen Bestimmung der Faraday-Rotations-Verteilung ist es nun also notwendig die exakt gekreuzte Stellung von Polarisator und Analysator zu finden. Hierzu wurde das LabView-Programm „GetCross“ geschrieben, das einen am Analysator installierten Schrittmotor ansteuert und in kleinen Winkelschritten über die zu erwartende gekreuzte Position fährt. Dabei werden bei jedem Winkel zehn Bilder aufgenommen, um mögliche Intensitätsschwankungen der Beleuchtung zu kompensieren. Dann wird über die Intensität eines frei wählbaren Bereichs integriert und über dem Winkel aufgetragen. Nach Gl. (4.6) ist um die gekreuzte Stellung ein quadratischer Zusammenhang zu erwarten und wird auch beobachtet. In Abbildung 4.1 ist eine Beispiel-Messung mit dem zugehörigen quadratischen Fit aufgetragen. Der Wert des Scheitels gibt dabei den gesuchten Winkel an. Die Genauigkeit dieser Messung liegt dabei bei etwa  $\pm 0,05^\circ$ . Die Messung der Nullstellung sollte bei ausgeschaltetem Feld und in einem Bereich ohne Kratzer oder anderer Defekte auf dem MOL geschehen. Des Weiteren sollte die Temperatur bereits im Bereich der späteren

Messung liegen, da die Drehung des MOL wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben temperaturabhängig ist.<sup>2</sup>

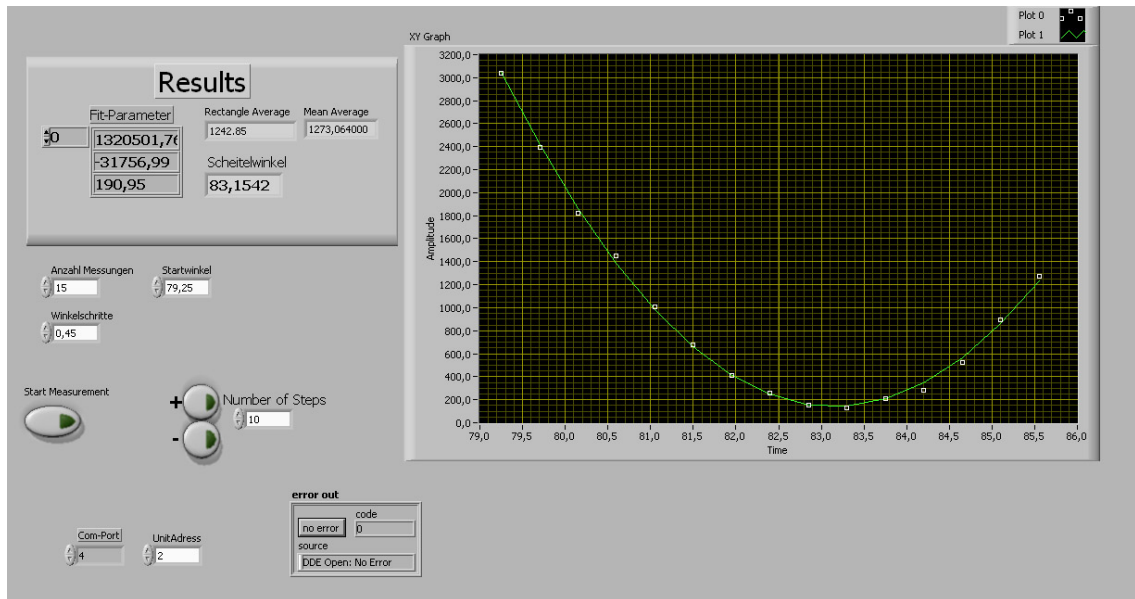


Abbildung 4.1: LabView-Programm zur Bestimmung der gekreuzten Polarisatorstellung. Der Graph zeigt die, bei den einzelnen Winkeln gemessenen Intensitäten (weiße Kästchen), sowie den zugehörigen quadratischen Fit. Der Scheitelwinkel gibt den Wert der exakten Kreuzung an

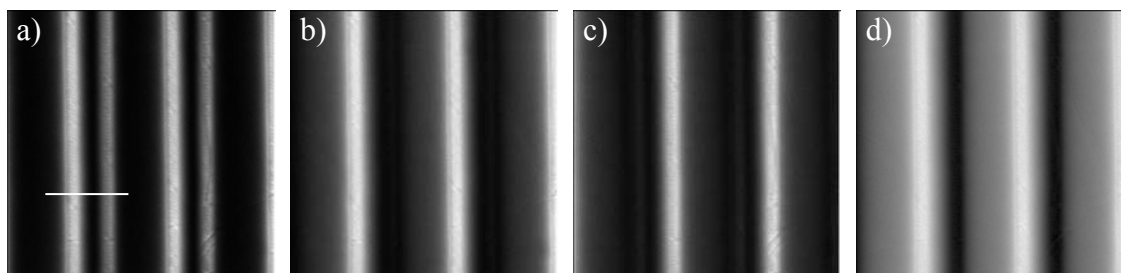


Abbildung 4.2: Beispiel für die Differenzmethode. Bild (a)-(c) zeigen die Aufnahmen bei  $\alpha=0$ ,  $\alpha=+4^\circ$  und  $\alpha=-4^\circ$ . In (d) ist die nach der Kleinwinkel-Differenzmethode berechnete Kombination der drei Bilder  $\phi(x,y)$  gezeigt.

## <sup>2</sup> Granatanalyse:

Der quadratische Zusammenhang aus Gleichung (4.5) lässt sich auch zur Analyse magnetooptisch aktiver Materialien nutzen, wie sie z.B. in der Arbeitsgruppe Laserablation hergestellt werden. Mit Hilfe des Programms „GetCross“ führt man die Messung bei angelegtem Feld durch. Somit verschiebt sich der Winkel der geringsten Intensität um den Wert der Faraday-Rotation  $\phi$  des jeweiligen Granaten (vgl. (4.6)). So kann man  $\phi$  für verschiedene Feldwerte bestimmen und erhält so nach Gl.(2.1) die Verdetkonstante des Granaten.

Kennt man den Winkel der exakten Kreuzung, kann man drei Bilder mit  $\alpha=0$ ,  $+\alpha$  und  $-\alpha$  aufnehmen. Bei kleinen Drehungen des MOL lassen sich diese dann direkt in der Imaging-Software DaVis gemäß (4.7) miteinander kombinieren. So erhält man als Ergebnis ein Bild, in dem man die Rotation  $\phi(x,y)$  pixelweise auslesen kann. In Abbildung 4.2 (a) - (c) sind drei Einzelbilder der Feldverteilung auf einem Magnetstreifen einer Kopier-Karte mit  $\alpha = 0$ ,  $\alpha = +4^\circ$  und  $\alpha = -4^\circ$  dargestellt, sowie in Abbildung 4.2 (d) die damit berechnete Rotationsverteilung  $\phi(x,y)$ . Für  $\phi = 0$  ergibt sich dann ein mittlerer Grauwert. Deutlich zu erkennen sind die positive (hell) und negative Feldrichtung (dunkel), sowie die Steigerung des Kontrastes im Vergleich zu Abbildung 4.2 (a)-(c).

Die exakte Lösung für  $\phi(x,y)$  nach Gl.(4.5) ist aufgrund der darin enthaltenen trigonometrischen Funktionen nicht mehr in DaVis berechenbar. Doch vergleicht man die Lösungen aus (4.5) und (4.7) (dargestellt in Abbildung 4.3), berechnet mit den Werten der Linien-Profile von  $I_0$ ,  $I_-$  und  $I_+$  entlang der weißen Linie in Abbildung 4.2(a), so sieht man, dass sich die exakte Lösung nach (4.5) und die Näherung nach (4.7) praktisch nicht unterscheiden.

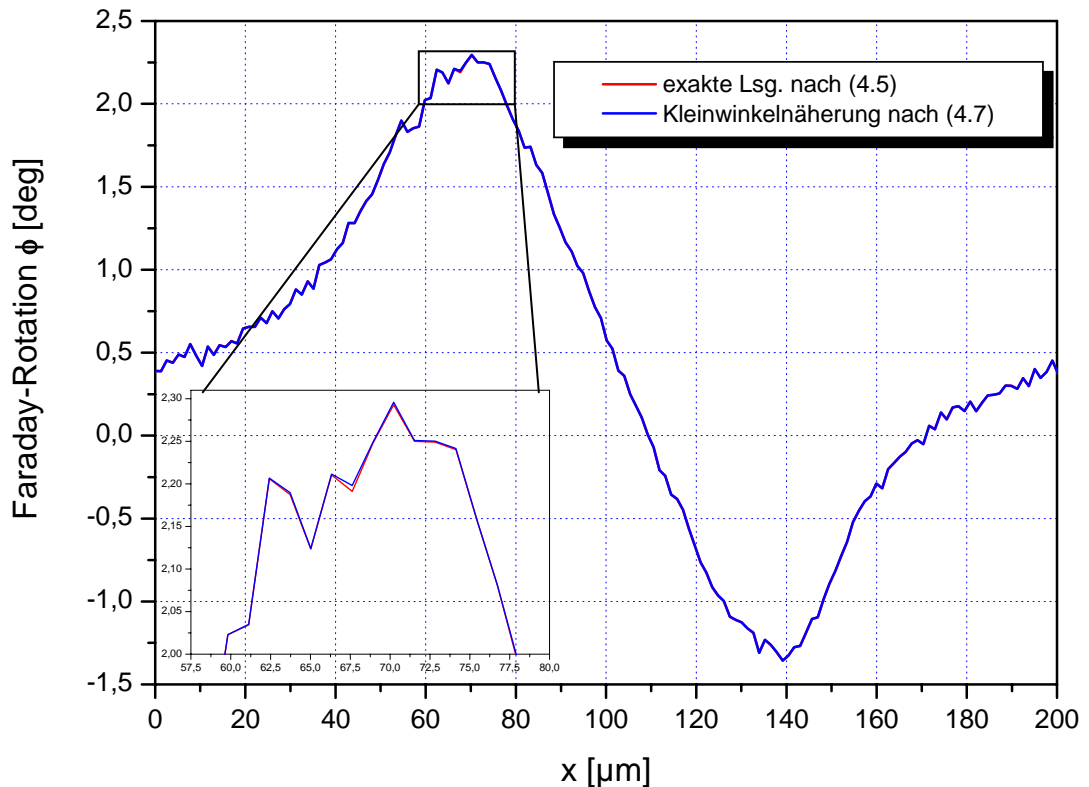


Abbildung 4.3: Vergleich der Kleinwinkelnäherung nach (4.5) mit der exakten Lösung nach (4.7). Aufgetragen ist die Faraday-Rotation berechnet mit den Werten der Linienprofile von  $I_0$ ,  $I_-$  und  $I_+$  entlang der weißen Linie in Abbildung 4.2(a). Das Inset zeigt den Ausschnitt des Maximums.

Um nun von der Rotationsverteilung  $\phi(x,y)$  zur Flussdichteverteilung  $B(x,y)$  zu gelangen, muss diese noch kalibriert werden. Dazu wird die Faraday-Rotation des Granaten bei unterschiedlichen Magnetfeldern gemessen um daraus die Feld-Rotationsbeziehung zu bestimmen. Hierzu sollte am Messaufbau möglichst nichts verändert werden, da alle beteiligten Komponenten Einfluss haben können. Damit aber der Supraleiter den Betrag des Magnetfeldes am Kalibrationsort nicht verändert, muss zur Kalibration entweder ein Ort weit entfernt von der supraleitenden Probe gewählt werden, oder falls dies nicht möglich ist, muss über die Sprungtemperatur der untersuchten Probe aufgewärmt werden. Dabei ist aber zu beachten, dass die Faraday-Rotation  $\phi$  temperaturabhängig ist. Daher ist eine Kalibration bei zu großem Temperaturunterschied  $\Delta T = T_{\text{Kalib}} - T_{\text{Mess}}$  nicht mehr verlässlich.

## 4.2 Von der Flussdichte zur Stromdichte

In vielen Fällen ist es wünschenswert, über die Messung der Magnetfelddichte und der Feldgradienten hinaus, Aussagen über Richtung und Betrag der fließenden Abschirmströme und der kritischen Stromdichten treffen zu können. Allgemein ist die gemessene Flussdichteverteilung mit der Stromdichte über das Ampère'sche Gesetz verknüpft:

$$\eta_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (4.8)$$

Jedoch ist die planare Stromdichte in einem dünnen Film maßgeblich auch durch die in der Filmebene liegenden Komponenten  $\partial B_y / \partial_z$  und  $\partial B_x / \partial_z$  bestimmt<sup>[The92]</sup>. Diese können mit den Mitteln der Magnetooptik aber nicht bestimmt werden, sodass die Stromdichte über das Ampère'sche Gesetz nicht aus der gemessenen Flussdichteverteilung berechnet werden kann.

In realen Experimenten hat man es meistens mit dünnen Proben endlicher Größe zu tun, sodass auch die Anwendung des Bean'schen Modells (Voraussetzung hierfür ist eine lange Probe im parallelen Feld) nicht möglich ist.

### 4.2.1 Inversion des Biot-Savart'schen Gesetzes

Im folgenden soll nun beschrieben werden wie es dennoch möglich ist, ohne Annahme eines Modells und ohne Messung der in-plane Komponenten der Feldverteilung, die Stromdichte in supraleitenden Filmen aus der gemessenen Flussdichteverteilung  $B_z(x,y)$  zu berechnen<sup>[Joo98]</sup>. Hierzu muss man statt der Verwendung der lokalen Beziehung zwischen  $\mathbf{j}$  und  $\mathbf{B}$  (Gl.(4.8)), zur integralen Beziehung, gegeben durch das Biot-Savart'sche Gesetz, übergehen. Für die gemessene  $B_z$ -Komponente des magnetischen Flusses erhält man:



$$B_z(\mathbf{r}) = \mu_0 H_{ex} + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{j_x(\mathbf{r}')(y-y') - j_y(\mathbf{r}')(x-x')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} d^3 r' \quad (4.9)$$

Die Messung der senkrechten Komponente der Flussdichteverteilung  $B_z(x,y,z)$  oberhalb der Supraleiteroberfläche ermöglicht also die Bestimmung der Stromdichteverteilung  $\mathbf{j}(x,y,z) = \mathbf{e}_x j_x(x,y,z) + \mathbf{e}_y j_y(x,y,z)$  innerhalb der Ebene des Supraleiters, sofern es möglich ist Gl.(4.9) zu invertieren. Dazu sind zusätzliche Einschränkungen notwendig:

- a) Um beide Komponenten  $j_x$  und  $j_y$  aus lediglich einer gemessenen Feldkomponente  $B_z$  bestimmen zu können, muss eine weitere Beziehung zwischen  $j_x$  und  $j_y$  gegeben sein:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (4.10)$$

In isolierten Supraleitern, bei welchen die Abschirmströme durch Magnetisierungs-Experimente erzeugt werden, ist diese Beziehung sofort einsichtig. Die Stromlinien sind geschlossen und haben weder Quellen noch Senken. Jedoch kann gezeigt werden, dass Gl.(4.10) auch für angelegten Transportstrom gültig ist <sup>[Joo02]</sup>.

- b) Theoretisch ist es möglich die  $z$ -Abhängigkeit des Abschirmstroms durch Messung von  $B_z$  in verschiedenen Abständen von der SL-Oberfläche zu bestimmen. Mit der Magnetooptik wird die Flussverteilung  $B_z(x,y,z)$  üblicherweise aber nur in einer Ebene  $z = a = \text{konst.}$  oberhalb der Probe gemessen, somit ist die  $z$ -Abhängigkeit von  $\mathbf{j}(x,y)$  nicht zugänglich. In dünnen Filmen der Dicke  $d < \lambda$  kann die  $z$ -Abhängigkeit jedoch als vernachlässigbar klein angenommen werden (vgl. Kapitel 2.1.6).

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten aus Gl.(4.9) die supraleitende Stromdichte zu erhalten. Zum einen kann ein Modell für die Stromdichteverteilung angenommen werden, um dann die mittels Gl.(4.9) berechnete Flussdichteverteilung mit der gemessenen zu vergleichen <sup>[For95][Joo96b]</sup>. Die Modelle die hier zur Berechnung der Stromdichteverteilung benutzt werden, basieren auf dem Bean-Modell <sup>[Bea62]</sup> mit Erweiterungen für flache Proben. Andere Modelle nutzen die Maxwell-Gleichungen zusammen mit der Strom-Spannungs-Kurve für nichtlineare Leiter <sup>[Bra95b][Sch95][Sch96]</sup>. Grundsätzlich ist jedoch eine modellunabhängige Methode vorzuziehen. Roth et al. <sup>[Rot89]</sup> beschäftigten sich in ihrer Veröffentlichung eingehend mit dem Problem der Inversion und zeigten, dass sich dieses eindeutig lösen lässt. Diese Methode wurde später von Joos et al. <sup>[Joo98]</sup> weiterentwickelt und den Bedürfnissen magnetooptischer Untersuchungen an supraleitenden Dünnschichten angepasst.

Unter der Bedingung (4.10) lässt sich eine skalare Strompotentialfunktion  $g(x,y)$  einführen, deren zweidimensionale Rotation die Komponenten  $j_x$  und  $j_y$  der Stromdichte liefert. Der Zusammenhang zwischen  $g(x,y)$  und der experimentell bestimmten  $z$ -

Komponente der magnetischen Flussdichte ergibt sich dann zu (  $\mathbf{r} = (x, y, z)$ ,  $\mathbf{r}' = (x', y', z')$  )

$$B_z(\mathbf{r}) = \mu_0 H_{ex} + \mu_0 \int_V K_g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') g(x', y') d^3 r' \quad (4.11)$$

mit dem Integralkern

$$K_g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{2(z - z')^2 - (x - x')^2 - (y - y')^2}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{\frac{5}{2}}} \quad (4.12)$$

Die formale Inversion von Gl.(4.11) liefert dann das gesuchte Strompotential

$$g(x, y) = \frac{1}{\mu_0} \int_V K_g^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') [B_z(x', y') - \mu_0 H_{ex}] d^3 r' \quad (4.13)$$

wobei  $K_g^{-1}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  den inversen Integralkern darstellt, welcher üblicherweise mit numerischen Methoden berechnet wird.

## 4.2.2 Numerische Inversionsmethode

Die Messung der Flussdichteverteilung liefert einen Datensatz von diskreten  $B_z$ -Werten auf einem Gitter, dessen Maschenzahl und -größe abhängig von der gewählten Messmethode ist. Bei der Hallsondenmessung sind dies z.B. die Anzahl der Schritte und die Fläche der verwendeten Sonde, bei magnetooptischen Messungen die Anzahl der Pixel auf dem CCD-Chip und deren Dimension. Es handelt sich also um eine Diskretisierung des Problems und das Integral in Gl.(4.11) kann durch eine einfache Summation ersetzt werden. Der Integralkern kann dann durch eine vierdimensionale Matrix dargestellt werden, welche die zweidimensionale Flussdichteverteilung mit der zweidimensionalen Stromdichteverteilung verknüpft (vgl. Abbildung 4.4):

$$B_z(i, j) = \mu_0 \sum_k \sum_l K(i, j, k, l) g(k, l) \quad (4.14)$$

Somit ist das verbleibende Problem die Inversion einer vierdimensionalen Matrix.

Betrachtet man die in einer üblichen magnetooptischen Messung aufgenommene Datenmenge, erhält man z.B. einen 1000 x 1000 Bildpunkte umfassenden Datensatz der Flussdichteverteilung. In der Matrixdarstellung erhält man somit einen Integralkern der  $1000^4 = 10^{12}$  Elemente umfasst. Die Inversion einer solch großen Matrix wäre mit den heutigen Rechnerleistungen zwar theoretisch möglich, aber überaus aufwendig und zeitraubend.

Aus diesem Grund soll hier ein anderer Weg beschrritten werden.

Nutzt man die Translationssymmetrie des Integralkerns in Gl.(4.11) ( $K_g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = K_g(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ ) und erweitert den Integrationsbereich ins unendliche, kann man das Faltungstheorem anwenden. Unter der Annahme, dass die z-Komponente der Stromdichte vernachlässigbar ist (s.o.), ist es möglich die zweidimensionale Fouriertransformation auf Gl.(4.11) anzuwenden

$$\begin{aligned}\tilde{B}_z(k_x, k_y) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy B_z(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)}, \\ \tilde{g}(k_x, k_y) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy g(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)}.\end{aligned}\quad (4.15)$$

Die Fouriertransformation des Integralkerns kann dabei analytisch durchgeführt werden und ergibt

$$\tilde{K}_g(k_x, k_y) = e^{-kh} \sinh\left(\frac{kd}{2}\right), \quad (4.16)$$

mit  $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ . Es sei speziell darauf hingewiesen, dass sowohl Messhöhe  $h$  als auch Probendicke  $d$  explizit in den transformierten Integralkern eingehen.

Somit ergibt sich im Fourierraum

$$\tilde{B}_z(k_x, k_y) = \mu_0 \tilde{K}_g(k_x, k_y) \tilde{g}(k_x, k_y). \quad (4.17)$$

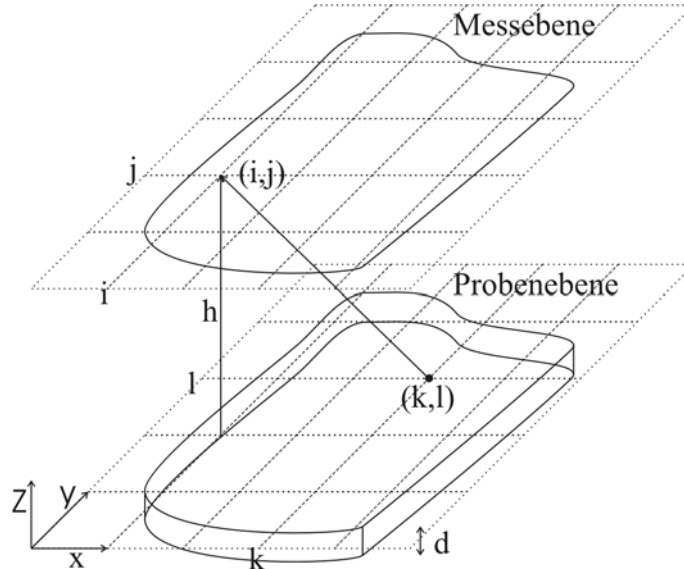


Abbildung 4.4: Schemazeichnung des Messlayouts. Die Messebene befindet sich am Ort des Indikators, die Probenebene an der Probenoberfläche.  $h$  und  $d$  bezeichnen jeweils Messabstand und Probendicke,  $i$  und  $j$ ,  $k$  und  $l$  bezeichnen die Elementindizes der Proben- bzw. Messebene.

Die Integration in Gl.(4.11) kann also auf eine einfache (elementweise) Multiplikation im  $k$ -Raum reduziert werden.

Die gesuchte Lösung ergibt sich nach Auflösen von Gl.(4.17)

$$\tilde{g}(k_x, k_y) = \frac{1}{\mu_0} \frac{\tilde{B}_z(k_x, k_y)}{\tilde{K}_g(k_x, k_y)} \quad (4.18)$$

und der anschließenden Rücktransformation in den Ortsraum.

Man kann die Inversion auch gleich für die beiden gesuchten Stromkomponenten  $\tilde{j}_x$  und  $\tilde{j}_y$  durchführen<sup>[Rot89]</sup> und erhält so

$$\tilde{j}_x = -i \frac{\tilde{B}_z}{\tilde{K}_x}, \quad \tilde{j}_y = -\tilde{j}_x \frac{k_x}{k_y} \quad (4.19)$$

mit

$$\tilde{K}_x(k_x, k_y, h, d) = \mu_0 e^{-kh} \frac{1}{k_y} \sinh\left(\frac{kd}{2}\right) \quad (4.20)$$

und Ausnützung der Kontinuitätsgleichung  $k_x \tilde{j}_x(k_x, k_y) + k_y \tilde{j}_y(k_x, k_y) = 0$  im  $k$ -Raum.

Bei der Anwendung der Inversionsmethode auf einen experimentell ermittelten Datensatz tritt aber ein weiteres Problem auf. Bei hohen Wellenzahlen ist es möglich, dass das im Experiment immer enthaltene Rauschen das Signal überdeckt und durch den als Hochpassfilter wirkenden Integralkern  $\tilde{K}_g^{-1}$  noch weiter verstärkt wird. In [Rot89] wurde darum ein so genannter Hanning-Filter eingeführt um das hochfrequente Rauschen des Input-Datensatzes zu dämpfen:

$$W(k) = \begin{cases} 0,5 \left[ 1 + \cos\left(\frac{\pi k}{k_{\max}}\right) \right], & \text{für } k < k_{\max} \\ 0 & \text{für } k > k_{\max} \end{cases} \quad (4.21)$$

Die Abschneidefrequenz ist dabei für jede Messung empirisch neu zu bestimmen und vermindert die laterale Auflösung der berechneten Stromverteilung. Durch zunehmende Messhöhe nimmt auch das hochfrequente Rauschen zu und hat so ein stärkeres Tiefpassfiltern zur Folge.

Abbildung 4.5 a) – c) zeigen die berechneten Stromdichtekomponenten eines 300nm dicken YBCO-Quadrates der Kantenlänge  $b = 1$  mm im externen Feld von  $B_{\text{ext}} = 31$  mT und einer Temperatur von  $T = 60$  K. In Abb. a) ist die  $x$ -Komponente  $j_x$  der Stromdichte berechnet worden. Dabei weist eine hohe Intensität (im Bild hell) darauf hin, dass hier

der Strom in positive x-Richtung fließt, geringe Intensität (dunkel) bedeutet eine negative Stromrichtung. Analoges gilt für die y-Komponente  $j_y$  in Abb. b). In Abb. c) ist der Betrag der Stromdichte  $|j| = \sqrt{j_x^2 + j_y^2}$  dargestellt. Hohe Intensitäten (hell) zeugen hier wiederum von hohen Stromdichten, geringe Intensitäten aber nun von Stromdichten  $|j| \approx 0$ .

Im Anhang zu dieser Arbeit ist der Quellcode des verwendeten Berechnungsprogramms zusammen mit einer kurzen Programmbeschreibung zu finden.

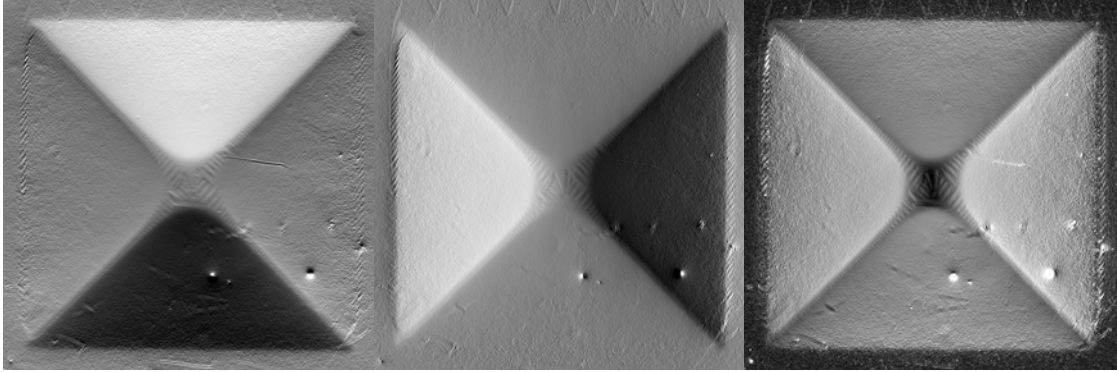


Abbildung 4.5: Stromdichte-Berechnungen für ein YBCO-Quadrat der Kantenlänge  $1\text{ mm}$  und Dicke  $d=300\text{ nm}$  in einem externen Feld  $B_{\text{ext}} = 31\text{ mT}$  bei  $T = 60\text{ K}$ . a) x-Komponente  $j_x$ ;

b) y-Komponente  $j_y$ ; c) Vektorbetrag  $\sqrt{j_x^2 + j_y^2}$

## 5 MESSERGEBNISSE

### 5.1 Einfluss von Frequenzfeldern auf das Flusseindringen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filme

#### 5.1.1 Vorbemerkungen zum Flusseindringen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Bei allen in dieser Arbeit verwendeten YBCO-Proben handelt es sich um dünne Schichten, die strukturiert auf Saphir-Einkristalle aufgewachsen wurden (vgl. Kapitel 3.1). Solche Schichtsysteme zeichnen sich durch ein sehr homogenes Flusseindringen aus, das lediglich lokal durch etwaig auftretende Defekte wie kleine Kratzer oder Risse gestört wird. Somit sind rein die geometrischen Randbedingungen ausschlaggebend für die Form des Flusseindringens. In Abbildung 5.1 a) und b) sind die magnetooptischen Aufnahmen einer quadratischen YBCO-Probe im externen Feld bei  $B_{\text{ext}} = 10 \text{ mT}$  und  $30 \text{ mT}$  dargestellt. Die Ränder der Probe sind dabei an der Feldüberhöhung, also einer hohen Intensität in der Aufnahme zu erkennen. Wie man sieht dringt der Fluss entlang der Kantenmitte am stärksten in die Probe, an den Ecken ist kein Flusseindringen festzustellen. Somit kommt es zu einem kissenförmigen Eindringen. Erklären lässt sich dieses Verhalten am Verlauf der Strombahnen im kritischen Zustand. Aufgrund der Kontinuitätsbedingung verlaufen diese dabei parallel zu den Probenrändern (s. Abbildung 5.1 c)). Dadurch ergibt sich eine Diskontinuität der Strombahnen entlang der Probendiagonalen, da der Strom hier „abknickt“. Es bilden sich sogenannte Diskontinuitätslinien oder auch  $d^+$ -Linien (In Abb. c) strichliert dargestellt). Entlang der  $d^+$ -Linien kommt es zu einer besonders guten Abschirmung des magnetischen Felds und dieses kann an dieser Stelle nicht in den Supraleiter eindringen. Das beobachtete Flusseindringverhalten ist die Folge. Für langgestreckte Probengeometrien ergibt sich ein etwas anderes Bild (Abbildung 5.1 d)). Da die Strombahnen wiederum parallel zu den Rändern verlaufen, ist in der Probenmitte nur eine einzige  $d^+$ -Linie zu finden. Das bedeutet, dass der Fluss nahezu parallel zur langen Probenkante in den Supraleiter eindringen kann.

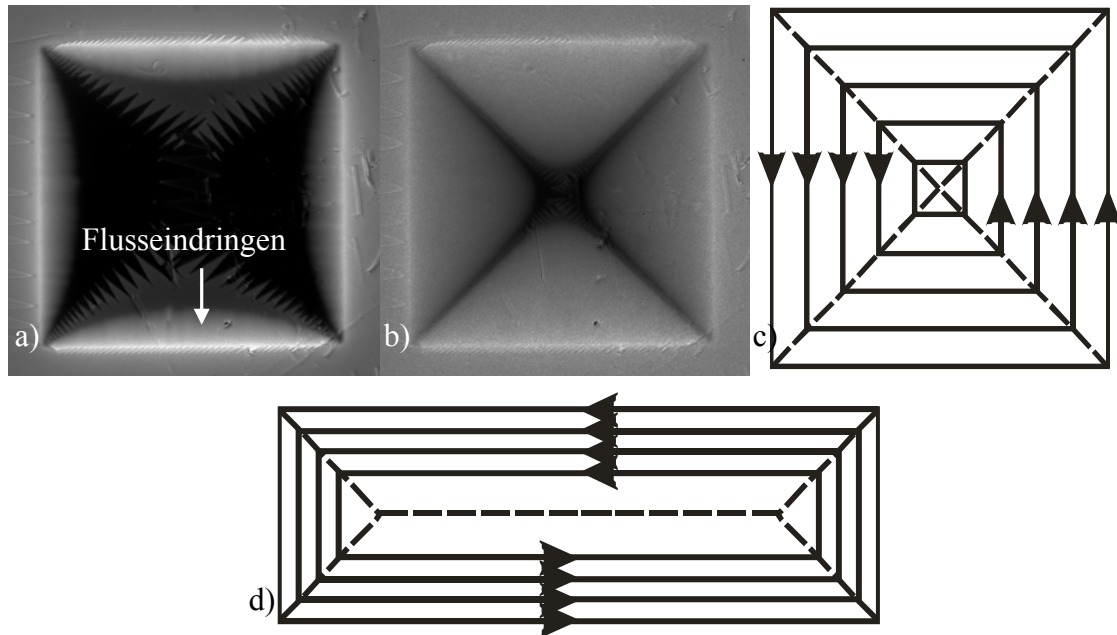


Abbildung 5.1: a) Quadratische YBCO-Probe im externen Feld  $B_{\text{ext}} = 10 \text{ mT}$  und b)  $B_{\text{ext}} = 30 \text{ mT}$ . c) Strombahnen des kritischen Stroms in quadratischer Probe, d) Strombahnen in einer langgezogenen Probengeometrie

### 5.1.2 Durch Hochfrequenzpulse induzierter Schaltvorgang

Als mögliches Applikationsfeld von Hochtemperatursupraleitern gilt der Bereich supraleitender Schalter. Dabei wird die Eigenschaft genutzt, dass der Übergang des Supraleiters in die Normalleitung und das damit verbundene plötzliche Auftreten eines Widerstands, durch äußere Einflüsse hervorgerufen werden kann. Im Allgemeinen wird dabei zwischen einem passiven und einem aktiven Schaltvorgang unterschieden. Der passive Schaltvorgang wird dabei durch das Übersteigen der kritischen Stromdichte  $J_c$  aufgrund eines anliegenden Transportstroms ausgelöst. Beim aktiven Schaltvorgang wird die supraleitende Stromtragfähigkeit des Schaltelements von außen, z.B. durch einen Wärmepuls<sup>[Hei01]</sup> herabgesetzt, sodass die Höhe des anliegenden Vorstroms ausreicht den Schaltvorgang auszulösen. Untersuchungen einer Gruppe an der TU München<sup>[Hie03]</sup> haben gezeigt, dass es ebenfalls möglich ist mit Hilfe von hochfrequenten Pulsen, einen solchen aktiven Schaltvorgang auszulösen.

In Abbildung 5.2 ist der typische Verlauf eines frequenzinduzierten Schaltvorgangs dargestellt. An eine langgestreckte YBCO-Probe ( $B \times L = 20 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$ ;  $j_c = 0,8 \text{ MA/cm}^2$ ) wird ein Vorstrom (rot dargestellt) von  $I_{\text{Bias}} = 33,8 \text{ A}$  angelegt. Zum Zeitpunkt  $t = 40 \mu\text{s}$  wird ein Hochfrequenzpuls mittels einer knapp über dem Schaltelement angebrachten Pfannkuchenspule mit  $f = 16 \text{ MHz}$  und der Dauer  $\tau = 39 \mu\text{s}$  in den Supraleiter eingekoppelt (zu erkennen an der, an der Spule anliegenden Spannung, schwarz dargestellt). Sofort steigt die Spannung im SL (blau) auf etwa  $800 \text{ mV}$  an (Spannungssprung), gleichzeitig wird der am SL anliegende Strom um etwa  $1 \text{ A}$  reduziert. Dies deutet auf einen, durch die anliegende Hochfrequenz (HF)

erzeugten, Widerstand hin. Der Supraleiter befindet sich im freien flux flow (vgl. Kapitel 2.1.4).

Nach Anlegen der HF von 30  $\mu\text{s}$  wurde durch den weiterhin fließenden Strom soviel Energie dissipiert, dass der SL lokal in die Normalleitung übergeht. Sofort kommt es zu einem scharfen Anstieg der Spannung bis auf etwa 5 V und der Strom wird innerhalb von 40  $\mu\text{s}$  auf  $I_{\text{Bias}} = 24 \text{ A}$ , also um etwa 30 % reduziert. Zum Zeitpunkt  $t = 110 \mu\text{s}$  geht die Spannung in einen ohmschen Verlauf über, was darauf hindeutet, dass der erzeugte normalleitende Bereich (Quench) seine, durch die äußere Spannung bestimmte, maximale Größe erreicht hat und der SL sich nun weiter erwärmt.

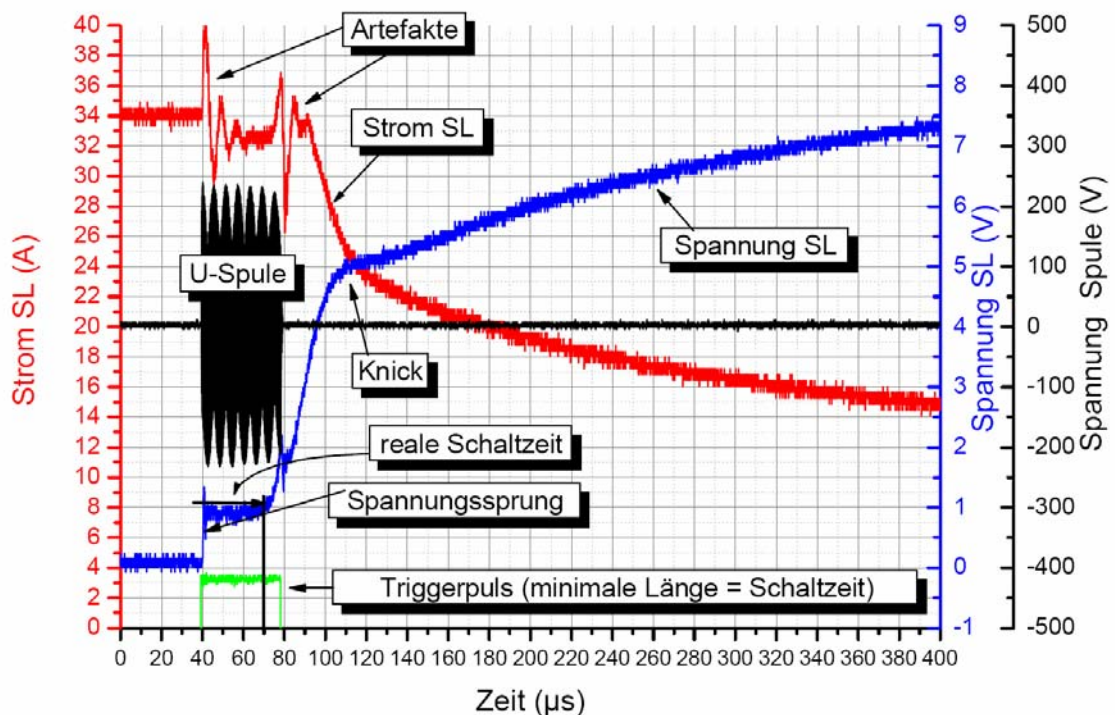


Abbildung 5.2: Typischer Schaltvorgang. Bei Start des Trigger-Pulses (grün) wird die Hochfrequenz (schwarz) in den SL eingekoppelt, was bereits zu einem ersten Anstieg der SL-Spannung (blau) führt. Gegen Ende des Pulses kommt es zu einem erneuten Ansteigen, bis der SL in die Normalleitung übergegangen ist und der Strom durch den SL (rot) somit stark reduziert wird.



### 5.1.3 Magnetooptische Untersuchung zur Spulen-Positionsabhängigkeit der Schaltzeit

Die Dauer des HF-Pulses die minimal notwendig ist, um einen Schaltvorgang auszulösen, definiert die minimale Schaltzeit. Diese ist unter anderem abhängig von Frequenz, Schaltelement oder aber der Schaltelement-Spulen-Geometrie. Bei letzterer zeigte sich folgende Auffälligkeit. Wurde die Spule leicht abseits ihrer idealen Stellung, d.h. verdreht oder nicht mittig zum Schaltelement platziert, so ergaben sich entgegen der Erwartung teilweise höhere Spannungssprünge und kürzere Schaltzeiten. Dies sollte mit Hilfe der Magnetooptik näher untersucht werden. Hierzu wurden zunächst Schaltexperimente durchgeführt, bei welchen die Spulenposition, wie in Abbildung 5.3.a) dargestellt, variiert wurde. Die Messungen wurden mit einer Drahtspule durchgeführt, welche kleiner war als das Schaltelement. So konnte die Lagenabhängigkeit differenzierter untersucht werden. Sämtliche Messungen erfolgten bei einem Vorstrom von  $I_{\text{Bias}} = 27 \text{ A}$  und einer Spulenfrequenz von  $f = 18 \text{ MHz}$ . Zunächst wurde die Abhängigkeit von der vertikalen Position untersucht, im weiteren Verlauf von der horizontalen Position und verschiedenen Verdrehungen. In Abbildung 5.3.b) sind die erreichten (reziproken) Schaltzeiten gegenüber der Position der Spule auf dem Schaltelement aufgetragen.

Die besten Schaltzeiten für den hier verwendeten Supraleiter wurden bei Positionierung der Spule im oberen Bereich des Schaltelements erreicht, die beste im Bereich des oberen Kontaktes. Bei Positionierung der Spule im unteren Bereich ergeben sich keine wesentlichen Unterschiede zur Mitte. Allgemein schlechtere Schaltzeiten als in der Mitte ergeben sich bei horizontaler Änderung der Spulenposition, wobei hier die Zeiten der rechten Seite wiederum schlechter sind als die der linken. Bei Verdrehung lässt sich feststellen, dass mit linksseitigen Drehungen (gegen den Uhrzeigersinn) leicht bessere Schaltzeiten erreicht werden können, als mit rechtsseitigen.

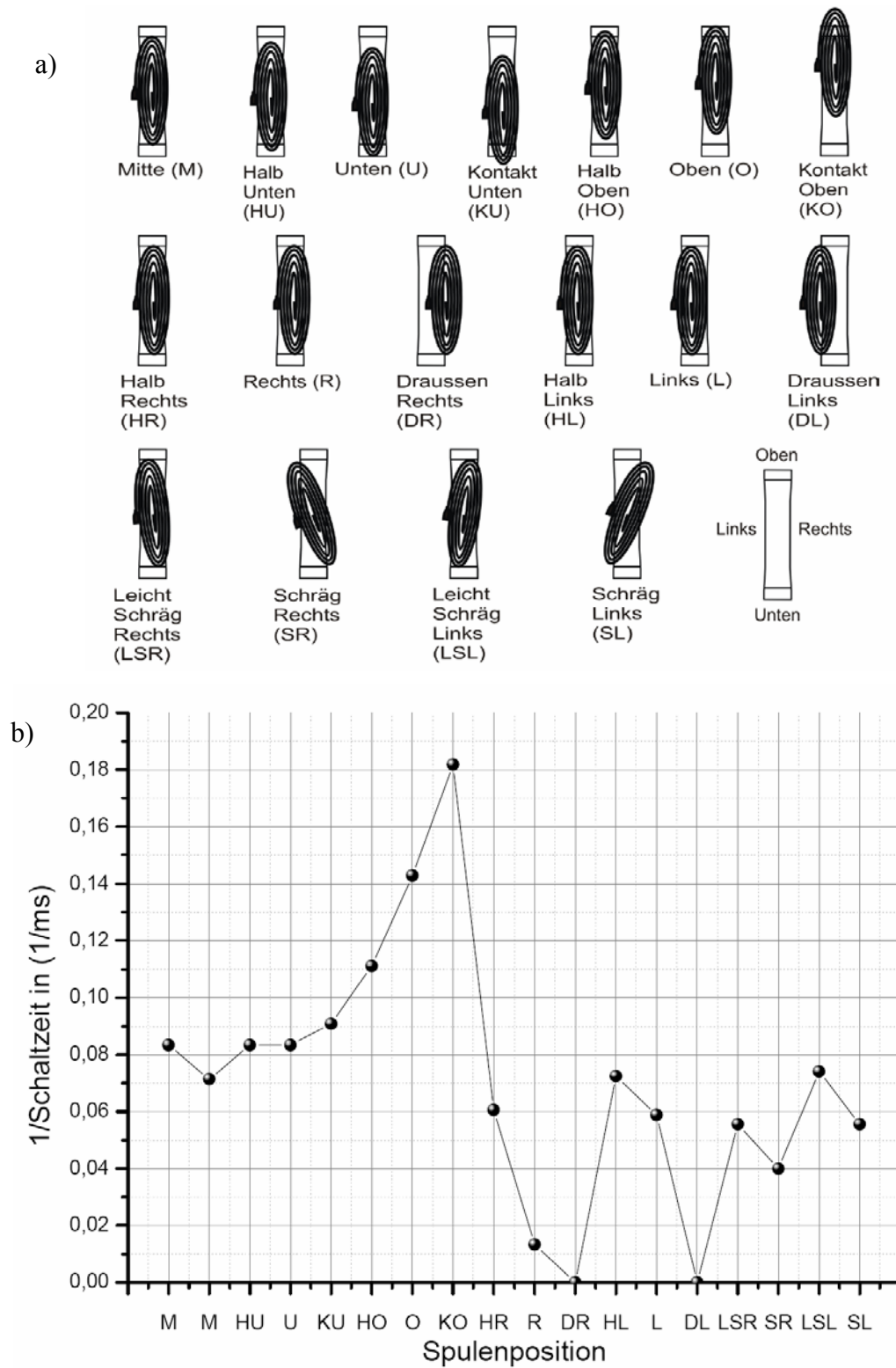


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Schaltzeit von der Spulenposition. (a) Schematische Darstellung der untersuchten Spulenpositionen. (b) Gemessene reziproke Schaltzeiten zu den jeweiligen Spulenpositionen.

Als Erklärung würden sich z.B. inhomogene supraleitende Eigenschaften des Schaltelements anbieten. Da dadurch aber auch Unterschiede im Flusseindringverhalten auftreten müssten, wurden magnetooptische Aufnahmen des Schaltelements im externen Feld von 6 mT bzw. 10 mT gemacht, welche in Abbildung 5.4. dargestellt sind. Man erkennt ein relativ homogenes Eindringen im mittleren Bereich, aber ein vermehrtes Auftreten von Defekten besonders im oberen Bereich. Darüber hinaus ist die Defektdichte auf der linken Seite höher als auf der rechten. Defekte sind lokal begrenzte Stellen mit erniedrigter oder nicht vorhandener supraleitender Zustandsdichte (z.B. durch Kratzer, Korngrenzen oder andere Inhomogenitäten). Somit kann das externe Feld besonders an diesen Stellen leicht in den Supraleiter eindringen, was in der magnetooptischen Aufnahme dann als helle Struktur zu sehen ist. Das bedeutet aber auch, dass in Bereichen mit erhöhter Defektdichte insgesamt mehr magnetischer Fluss vorhanden ist, als in Bereichen mit homogenem Flusseindringen. Vergleicht man die Bereiche mit erhöhter Defektdichte mit den positionsabhängigen Schaltzeiten, erkennt man, dass ein schnelles Schalten auftritt, wenn die Spulenmitte über vielen Defekten positioniert ist.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass die Hochfrequenz besonders gut an Stellen mit hoher Defektdichte bzw. erhöhtem magnetischen Fluss wirksam ist. Erklären kann man sich das z.B. durch einen, durch die HF induzierten Strom. Dieser übt eine Lorenzkraft auf jeden einzelnen Flussfaden aus, wodurch diese je nach Feld- und Stromrichtung in den SL hinein oder aus ihm heraus geschoben werden. Es entsteht also ein Widerstand und es wird Energie dissipiert. Darauf soll aber in den folgenden Kapiteln näher eingegangen werden.

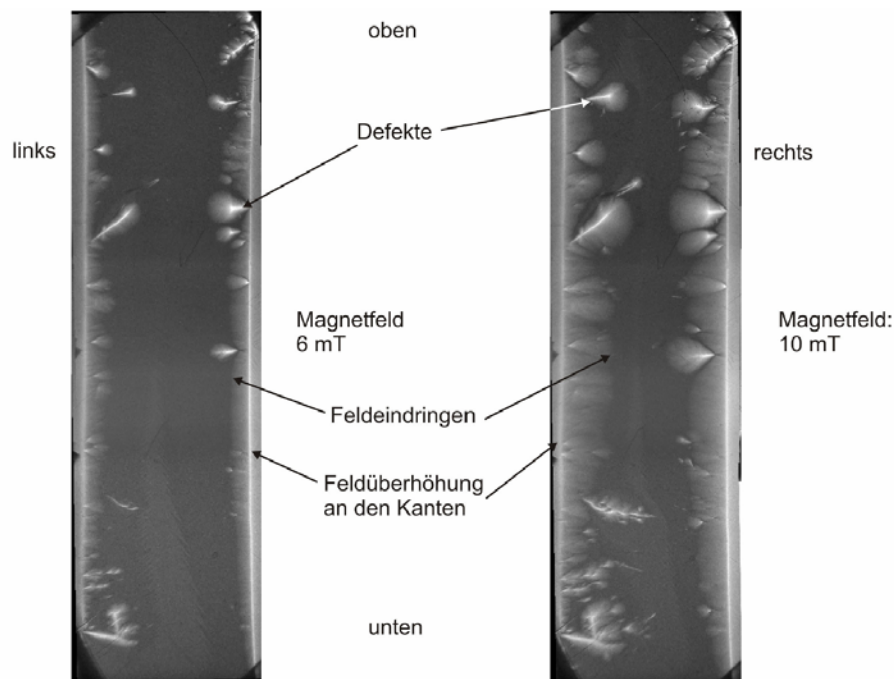


Abbildung 5.4: Magnetooptische Aufnahmen des Schaltelements, links bei einem Magnetfeld von 6 mT rechts bei 10 mT.

### 5.1.4 Halbwellenaufgelöste magnetooptische Aufnahmen eines YBCO-Schaltelements unter Einfluss eines Frequenzfeldes

Um den Einfluss der Hochfrequenz auf ein strombelastetes Schaltelement näher zu untersuchen, wurden halbwellenaufgelöste magnetooptische Messungen im Großkryostaten durchgeführt. Dazu wurden unterschiedliche Vorströme an die 52 mm x 10 mm große YBCO-Brücke ( $j_c = 0,8 \text{ MA/cm}^2$ ) angelegt, um das Zusammenspiel von Vorstrom und Frequenzpuls beobachten zu können. Für die Aufnahmen in Abbildung 5.5 wurde über eine flache Cu-Pfannkuchenspule auf der Rückseite der Probe ein Frequenzpuls mit  $f = 0,46 \text{ kHz}$  und maximaler Amplitude in den Supraleiter eingekoppelt. Zuvor wurden unterschiedliche Vorströme angelegt. Die Integrationszeit der Kamera wurde so gewählt, dass sie genau der Länge einer Halbwelle der angelegten Frequenz entsprach. Mit dem im Abschnitt „Schema Messaufbau“ beschriebenen Nulldurchgangsdetektor wurde die Kamera jeweils am Anfang einer positiven oder negativen Halbwelle getriggert.

Die Aufnahmen zeigen jeweils den mittleren Bereich des Schaltelements. Der obere und untere Rand ist an den hellen oder dunklen Feldüberhöhungen erkennbar. Der mittlere, quer durch das Bild laufende, schwarze Streifen ist darauf zurückzuführen, dass zwei Indikator-Granate verwendet wurden, um den gesamten Bereich analysieren zu können. Diese stoßen in der Mitte aneinander. Die Helligkeitsunterschiede zwischen der linken und der rechten Hälfte liegen an einer leicht unterschiedlichen Ausrichtung des jeweiligen Granats in Bezug auf den Lichteinfall. Beide Granathälften weisen auch Kratzer und Defekte auf, die aber leicht von Defekten im Supraleiter unterschieden werden können, da diese weder Ausdehnung noch Intensität ändern.

Die Bildpaare zeigen jeweils die positive sowie die negative Halbwelle des Frequenzpulses bei einem angelegten Vorstrom von  $I_{\text{Bias}} = 4 \text{ A}$ ,  $15 \text{ A}$ ,  $24 \text{ A}$  und  $32 \text{ A}$ . Die Insets zeigen den, durch das gelbe Viereck markierten, vergrößerten Bereich, um die dort befindlichen Defekte besser erkennen zu können.

Da bei den hier durchgeführten Messungen, die Polarisator-Analysator-Position etwa drei Grad außerhalb der gekreuzten Stellung lag, ist es möglich die jeweiligen Flussorientierungen zu unterscheiden (vgl. Kapitel 3.4.1). Wir definieren nun o.B.d.A. helle Bereiche als Fluss der aus der Zeichenebene herausragt, weiterhin positiver Fluss genannt, und dunkle Bereiche entsprechend als negativen Fluss.

Zunächst sollen die Feldüberhöhungen am Rand des Supraleiters betrachtet werden. Die erste Auffälligkeit die sich hier zeigt, ist die gleiche Richtung der Feldüberhöhung am oberen und unteren Rand bei niedrigen Strömen. Aufgrund des angelegten Gleichstroms wären unterschiedliche Flussrichtungen an den Supraleiterrändern zu erwarten gewesen. Bei einer Stromrichtung von links nach rechts in der Zeichenebene, entsprechend oben positiv und unten negativ. Da sich die Richtung des Flusses am Rand, je nach

angelegter Frequenzhalbwelle ändert, scheint diese also mehr Einfluss zu haben, als der angelegte Gleichstrom. Erhöht man den Strom, so kehrt sich dieses Verhalten ab etwa 15 A um. Bei maximalem Strom sieht man unabhängig von der angelegten Halbwelle einen dunklen oberen Rand und einen hellen unteren Rand, der Vorstrom dominiert das Verhalten. Allerdings ist zusätzlich noch ein halbwellenabhängiger Anteil zu beobachten.

Dies ist noch besser zu erkennen, wenn man die Linienprofile betrachtet (Abbildung 5.6). Diese zeigen den Flussverlauf an den Probenkanten entlang der gelben Linien in Abbildung 5.5 links oben, stellvertretend für 4 A, 15 A und 25 A, jeweils für die negative (blau) und die positive Halbwelle (rot). Die schwarzen, strichlierten Linien markieren die Ränder des Supraleiters. Bei 4A sieht man am Rand die Feldüberhöhung, entsprechend der jeweiligen Halbwelle, positiv oder negativ. Das Verhalten bei 15A ist sehr ähnlich, hinzu kommt jedoch, dass jede Halbwelle jeweils nur auf einer Seite einen weiteren Peak in die entgegengesetzte Richtung aufweist (siehe Pfeile im Profil). Bei 25 A ist dieses Verhalten noch ausgeprägter. Diese Doppelstruktur lässt sich durch einen teilremanenten Zustand erklären. Dabei dringt Fluss in einer Halbwelle bis zur inneren Flussfront vor, wird in der nächsten Halbwelle vom Rand her wieder aus ihm hinausgedrückt und gegensätzlich gerichteter Fluss dringt ein. Im Inneren der Probe bleibt aber weiterhin der ursprüngliche Fluss gepinnt.

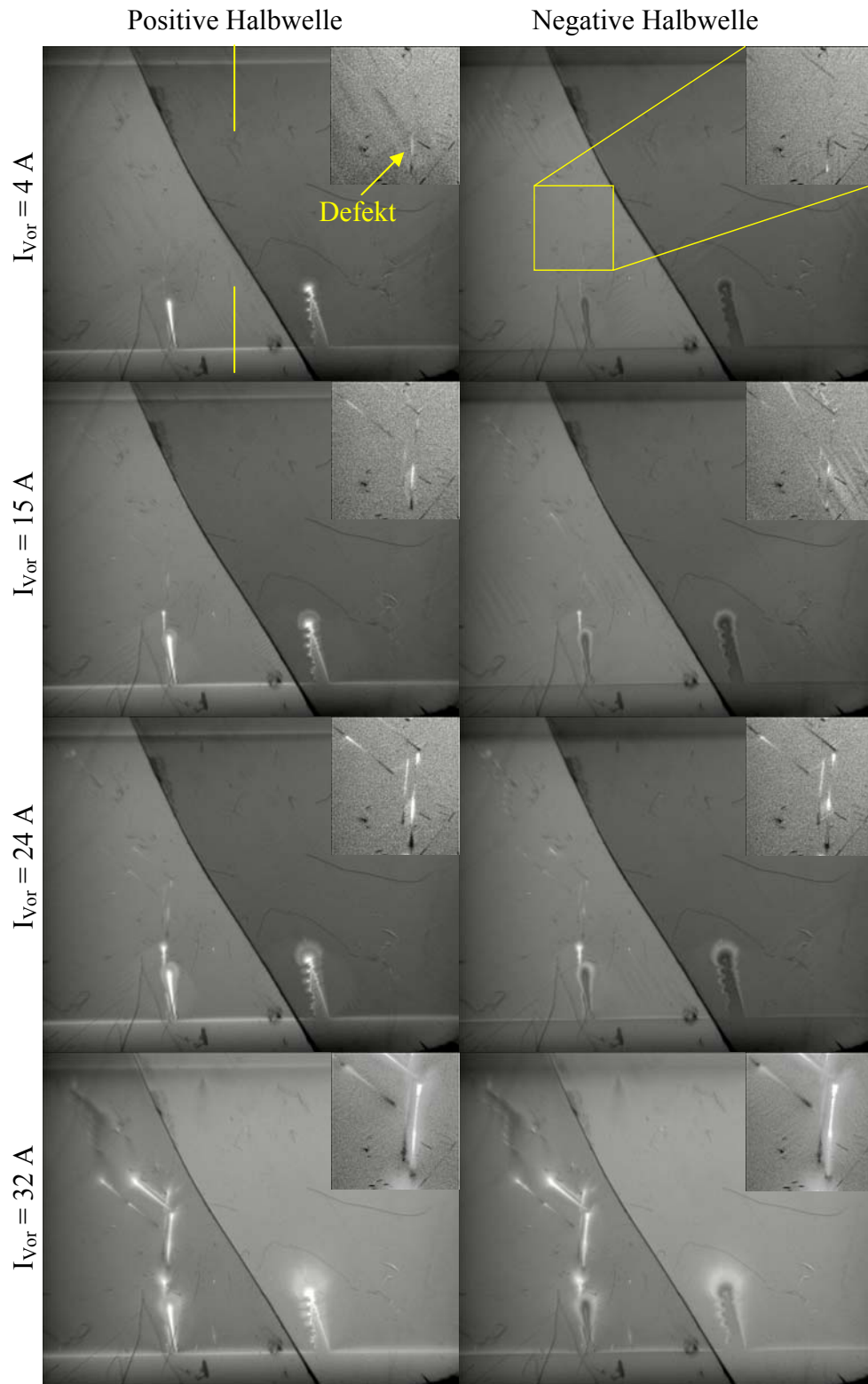


Abbildung 5.5: Magneto-optische Aufnahmen eines YBCO-Schaltelements bei gleichen Frequenzpulsen aber unterschiedlichen Vorströmen.

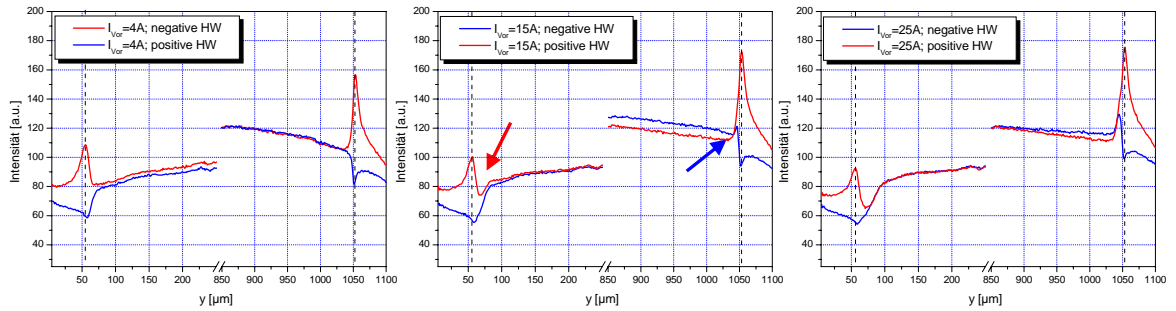


Abbildung 5.6: Linienprofile entlang der gelben Linie in Abbildung 5.5 für  $I_{\text{Bias}} = 4 \text{ A}$  (links),  $15 \text{ A}$  (mitte) und  $25 \text{ A}$  (rechts). Die rote Linie entspricht dabei der positiven, die blaue Linie der negativen Halbwelle.

Betrachtet man die Defekte und hier speziell jene, welche nicht bis zum Rand des SL reichen (s. Inset), so zeigt sich ein ähnliches Bild.

Der Einfluss von Defekten auf das Flusseindringen im Supraleiter wurde in der Literatur bereits eingehend untersucht <sup>[Cam72][Sch94][For95][Eis01]</sup>. Im Falle eines Defekts am Rand des Supraleiters, muss der Strom sowohl parallel zum Rand des supraleitenden Elements, als auch parallel zum Rand des Defekts verlaufen. Es ergibt sich ein Verlauf wie in Abbildung 5.7(a). Jede Stromlinie weist dabei einen Knick auf, es bildet sich eine parabelförmige Diskontinuitätslinie, entlang derer eine besonders gute Abschirmung des magnetischen Flusses erfolgt. Im Scheitelpunkt ist die Abschirmung jedoch sehr schlecht, der Fluss kann weit in den SL eindringen. Es bildet sich eine typische Keulenstruktur des Flusseindringens.

Bei Bereichen innerhalb eines supraleitenden Films, die vom Rand durch Regionen getrennt sind, welche sich noch in der Meissner-Phase befinden und eine unterkritische Stromdichte haben, muss die Integration über den magnetischen Fluss im betrachteten Gebiet Null ergeben <sup>[Eis01]</sup>. Somit weist ein Defekt im Inneren eines SL, weit entfernt von der Flussfront am Rand, eine doppelte Flussstruktur auf. Dabei hat die dem Rand zugewandte Seite, eine umgekehrte Polarität, als die dort vorherrschende Flussrichtung. Dies ist im Inset, an dem durch einen gelben Pfeil markierten Defekt, gut zu erkennen (Abbildung 5.5,  $4 \text{ A}$ , Pos.HW). Da die Stromlinien nun auf beiden Seiten um den Defekt und wiederum parallel zu seinen Rändern verlaufen, ergeben sich zwei parabelförmige Diskontinuitätslinien.

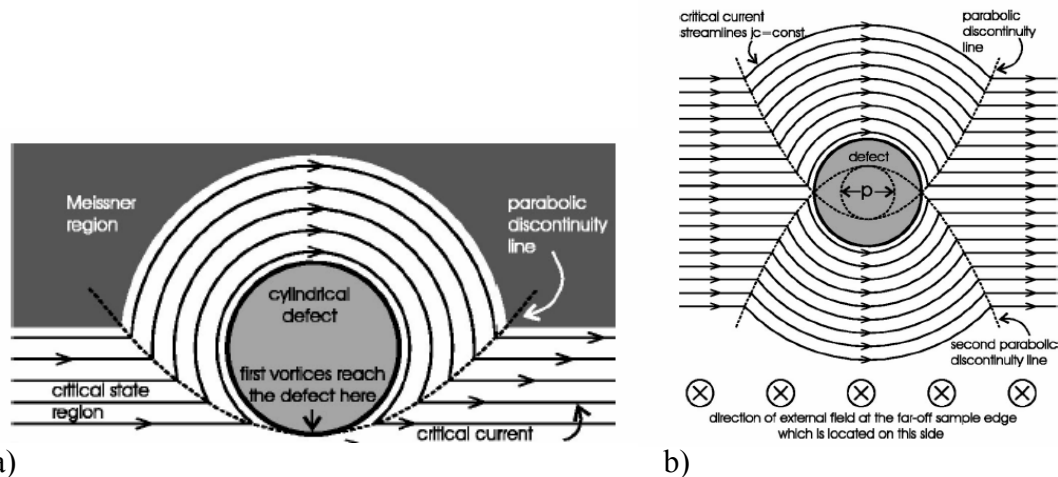


Abbildung 5.7: Kritische Stromverteilung um einen Defekt, a) am Rand eines Supraleiters und b) im Inneren eines Supraleiters weit entfernt von der Flussfront<sup>[Eis01]</sup>.

Auch im Falle der Defekte bestätigt sich das an den Rändern beobachtete Verhalten. Bei niedrigen Vorströmen überwiegt zunächst der „Frequenzeffekt“. Der markierte Defekt zeigt die zu erwartende Doppelstruktur, je nach Halbwelle wechseln aber die Seiten mit positivem und negativem Fluss. Zu erkennen ist aber auch, dass am oberen Ende des Defekts jeweils bei der negativen Halbwelle eine helle Spitze erhalten bleibt. Dies ist gepinnter Fluss der vorhergehenden positiven Halbwelle. Daraus lässt sich schließen, dass die Ströme, welche um den Defekt herum fließen, nicht für beide Halbwellen identisch sind, durch den Vorstrom also eine Halbwelle „bevorzugt“ wird. Bei weiterer Stromerhöhung kommt es wieder zu einem, durch den Vorstrom dominierten Verhalten. Das Flusseindringen innerhalb der Defekte bleibt weitgehend halbwellenunabhängig, lediglich leichte Intensitätsveränderungen sind zu beobachten.

Das Bild das sich aus diesen Messungen ergibt, ist ein kombinatorisches Verhalten aus Vorstrom und einem, durch den Frequenzpuls induzierten Strom. Dabei wird angenommen, dass der induzierte Strom einen geschlossenen Strompfad innerhalb des Supraleiters bildet und so je nach Supraleiter-Hälfte entweder additiv oder subtraktiv wirkt. Abbildung 5.8 zeigt ein Modell der Überlagerung von Vorstrom (rot) und induziertem Strom (blau) zu einem frei gewählten Zeitpunkt  $t$  der Sinuswelle. Das Feld am Rand des Supraleiters ist dabei eine Kombination aus dem Eigenfeld des Vorstroms und dem Feld, das sich aus dem ringförmigen Frequenzstrom ergibt. Zu dem im Modell gewählten Zeitpunkt kommt es dann zu einer Verringerung des Feldes am oberen Probenrand und zu einer Erhöhung am unteren Rand. Für niedrigere Vorströme käme es am oberen Probenrand gar zu einer Feldumkehr. Im Fall der Defekte bedeutet das für kleine Vorströme, dass der Gesamtstrom der um den Defekt herum fließt, je nach Halbwelle sein Vorzeichen ändert. Daraus ergibt sich die beobachtete Umkehrung der Doppelstruktur. Weiterhin lassen sich das Auftreten der Doppelstruktur auf nur einer Probenseite, sowie die helle Spitze an den Defekten erklären. Da der Gesamtstrom zwar der Sinuswelle folgt, aber aufgrund des Vorstroms nicht symmetrisch um den Nullpunkt



oszilliert, ist die Amplitude in einer Richtung höher als in die andere. Dadurch kommt es während der „kleinen“ Amplitude zu einer unvollständigen Feldumkehr am Probenrand und es entsteht die beobachtete Doppelstruktur. Im Falle des Defekts fließt während der negativen Halbwelle weniger Strom um den Defekt, als während der positiven, sodass hier wiederum Fluss gepinnt bleibt.

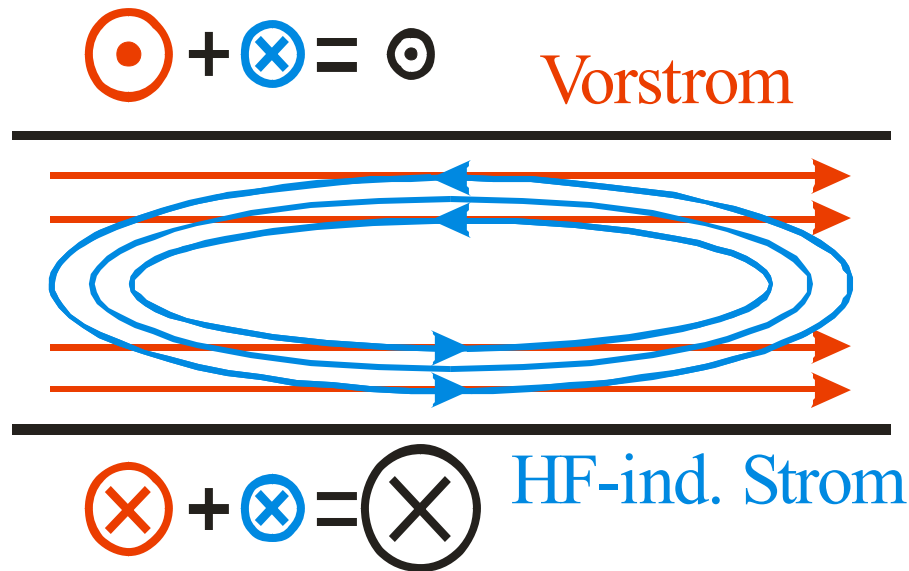


Abbildung 5.8: Modell der Superposition der induzierten Stromverteilung mit dem Vorstrom.

### 5.1.5 Subhalbwellenaufgelöste magnetooptische Aufnahmen eines YBCO-Schaltelements unter Einfluss eines Frequenzfeldes

Um das Verhalten der durch den Frequenzpuls auftretenden Ströme innerhalb eines Supraleiters genauer zu untersuchen, wurde eine Leuchtquelle hoher Intensität in den Versuchsaufbau integriert, um so kürzere Belichtungszeiten der digitalen Aufnahmen zu gewährleisten. Es war so möglich, mit Hilfe des Nulldurchgangsdetektors und unterschiedlichen Auslöseverzögerungen, magnetooptische Aufnahmen zu unterschiedlichen Phasenlagen der Frequenzperiode ( $f = 1 \text{ kHz}$ ,  $I_{\text{Bias}} = 20 \text{ A}$ ) zu machen, um so das Flussverhalten während einer Sinuswelle zu studieren. Die Nummerierung der Bilder in Abbildung 5.10 entspricht der in Abbildung 5.9 (rot) skizzierten Phasenlage in der Sinuswelle entsprechend

$$\varphi_{\text{Anfang}} = 2\pi \cdot \frac{n-1}{N}; t = (N \cdot f)^{-1} \quad (5.1)$$

mit  $\varphi_{\text{Anfang}}$  Phasenwinkel des Aufnahmestarts,  $n$  Aufnahme-Index,  $N$  Gesamtanzahl der Aufnahmen während einer Halbwelle,  $t$  Belichtungszeit und  $f$  Frequenz des eingekoppelten Pulses.

Der Startzeitpunkt der Aufnahme, also der Phasenwinkel, wurde mit Hilfe des Nulldurchgangsdetektors und entsprechend gewählter Aufnahmeverzögerung eingestellt.

Vor Beginn der ersten Aufnahme wurde der Vorstrom an den im Nullfeld auf  $T = 60\text{ K}$  gekühlten Streifen angelegt. Die Insets zeigen den in der ersten Aufnahme durch ein rotes Rechteck markierten, vergrößerten Defekt, um das Frequenzverhalten besser erkennen zu können.

Schon zu Beginn der ersten Halbwelle (Abbildung 5.10 Bild 1) erkennt man auf beiden Seiten des Streifens eine gleichgerichtete Feldüberhöhung. Somit fließen die Ströme an Ober- und Unterseite in entgegengesetzte Richtung. Bei Überschreiten des Maximums der Sinuswelle ergibt sich eine Vorzeichenänderung der Feldüberhöhung (s. Abbildung 5.10 Bild 4). Auch nach Überschreiten des Minimums dreht sich wiederum die Richtung der Feldüberhöhung (s. Abbildung 5.10 Bild 9). Noch deutlicher wird dies, wenn man den zeitlichen Verlauf des Intensitätsprofils der unteren Kante (entlang der roten Linie in Abbildung 5.10.1) betrachtet (Abbildung 5.11). Die einsetzende Frequenz führt zunächst zu einer Erniedrigung und dann zu einer Umkehrung des äußeren Feldes, wobei aber noch positiver Fluss im SL gepinnt bleibt (Profil 3). Nach Überschreiten des Maximums der Sinuswelle, dringt negativer Fluss in den SL und vernichtet den positiven. Am Ende der fünften Aufnahme ist das negative Maximum erreicht (Profil 5) und der Prozess beginnt nun in umgekehrter Richtung (Abbildung 5.11b).

Dieses Verhalten lässt sich recht anschaulich mit dem Modell des induzierten Kreisstroms erklären. Nach dem Induktionsgesetz ist der induzierte Strom direkt proportional zur zeitlichen Änderung seiner Ursache, also

$$I_{ind} \sim -\frac{\partial}{\partial t} \sin(\omega t) = -\omega \cos(\omega t) \quad (5.2)$$

Betrachtet man die Phasenlage des im Supraleiter induzierten Stroms bezüglich des jeweiligen Aufnahmeindex (s. Abbildung 5.9 grün), spiegelt sich hier das Verhalten der Feldüberhöhung wieder.

Zu Beginn der ersten Halbwelle des Spulenstroms ist dessen zeitliche Änderung maximal, folglich erreicht der induzierte Strom sein negatives Maximum und so auch die dadurch erzeugte Feldüberhöhung am Probenrand (Abbildung 5.11 Profil 1). Bei Überschreiten des Maximums der Sinuswelle kommt es zum Nulldurchgang von  $I_{ind}$ , die Richtung des induzierten Kreisstroms kehrt sich also um, da das Vorzeichen der Änderung des magnetischen Flusses pro Zeitintervall nun negativ ist (Abbildung 5.11 Profil 3). Nach dem Ende der ersten Halbwelle (Aufnahmen 5 - 6) ist der induzierte Strom maximal und folgt anschließend dem umgekehrten Trend.

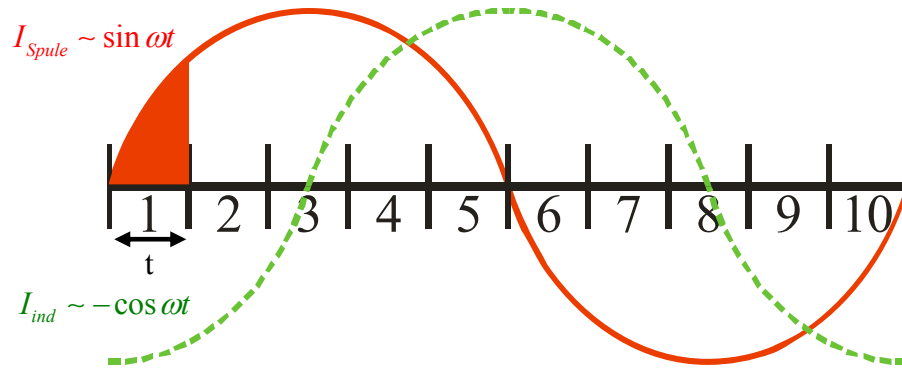


Abbildung 5.9: Phasenlage des Stroms durch die HF-Spule  $I_{Spule}$  (rot) und des induzierten Stroms  $I_{ind}$  (grün). Die Ziffern 1 – 10 geben den Aufnahmeindex an.

Betrachtet man die Defekte in den magnetooptischen Aufnahmen (s. z.B. Inset), bestätigen auch diese das angenommene Modell. In der ersten Aufnahme sieht man, dass die Defekte die im vorigen Kapitel erwähnte Doppelstruktur aus positivem und negativem Fluss aufweisen. Allerdings weisen speziell die Defekte der unteren Probenhälfte ein stärkeres Flusseindringen zur Probenmitte hin auf. Betrachtet man den Effekt im Inset, zeigt sich, dass die Intensität mit fortschreitender Welle abnimmt und bei  $n=3$  ein Vorzeichenwechsel stattfindet. Dies entspricht dem Nulldurchgang des induzierten Stroms. Daraufhin nimmt die Intensität, diesmal mit umgekehrter Polarität, wieder zu, bis sie in den Aufnahmen 5 und 6, also bei maximal induziertem Strom, ihr Maximum erreicht. In Bild 10 hat der Defekt schließlich, nach einem weiteren Vorzeichenwechsel in Bild 8, wieder die Anfangspolarität erreicht.

Fazit: Durch den sinusförmigen Frequenzpuls wird ein Strom in den Supraleiter induziert der sich proportional zu  $-\cos \omega t$  verhält! Dieser Strom verläuft entlang geschlossener, ringförmiger Bahnen und hat im vorliegenden Fall im Maximum einen höheren Betrag als der Vorstrom, da sich die Feldrichtungen je nach Halbwelle ändern. Zudem hat die Hochfrequenz ein wesentlich höheres Feldeindringen (am Probenrand sowie an den Defekten) als bei reinem Vorstrom zur Folge.

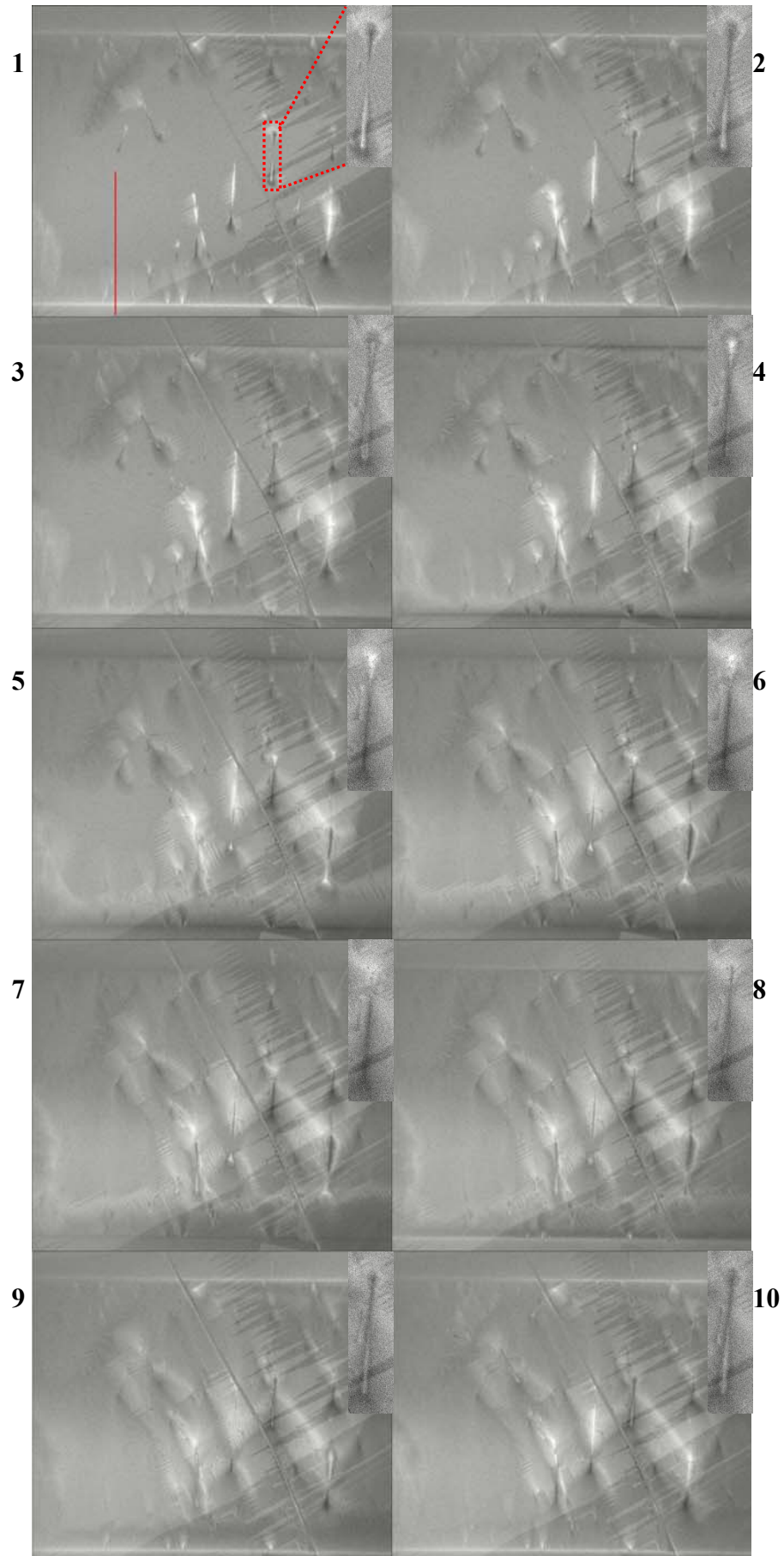


Abbildung 5.10: Sub-Halbwellen aufgelöste magnetooptische Aufnahmen von YBCO ( $f = 1$  kHz,  $I_{\text{Bias}} = 20$  A)

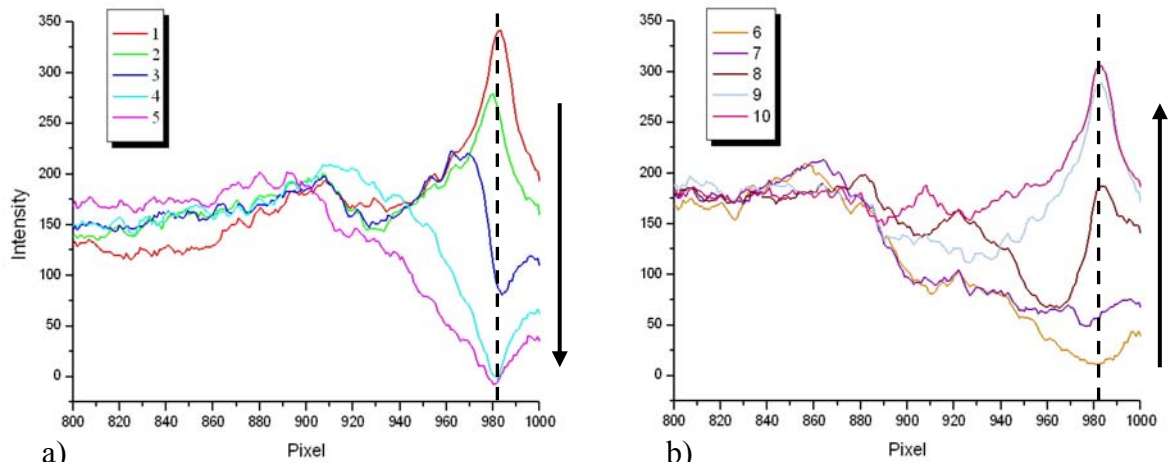


Abbildung 5.11: Zeitlicher Verlauf des Intensitätsprofils der unteren Kante. Graph a) zeigt die erste Halbwelle von Bild 1 bis 5 und b) die zweite Halbwelle von Bild 6 bis 10. Die eingezeichneten Pfeile zeigen die Richtung der Feldänderung.

### 5.1.6 Einfluss des Vorstroms auf das Flusseindringen

Wie man den bisherigen Messungen entnimmt, scheint der Vorstrom nur einen geringen Einfluss auf das Eindringverhalten des magnetischen Flusses zu haben. Dieses Verhalten sollte nun genauer untersucht werden. Da aber Großproben, wie sie in den vorangegangenen Messungen zum Einsatz kamen, meist eine Vielzahl kleinerer oder größerer Defekte enthalten und so nur schwer Aussagen über das homogene Flusseindringen getroffen werden können, wurden für die folgenden Messungen Kleinproben verwendet. Diese wurden noch vor der Strukturierung magneto-optisch auf Defektfreiheit untersucht. Die folgende Messung zeigt magneto-optische Aufnahmen einer mikrostrukturierten YBCO-Brücke ( $w = 600 \mu\text{m}$  und  $d = 300 \text{ nm}$ ), die mittels des hochauflösenden Messplatzes gemacht wurden. Dabei wurden verschiedene Vorströme angelegt und die Probe jeweils vor und nach einer Frequenzbelastung aufgenommen (Vgl. Abbildung 5.12). Die linke Aufnahmereihe zeigt die Brücke vor, die rechte nach angelegtem Frequenzpuls ( $f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$ ,  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$ ).<sup>3</sup> Aufnahme a) zeigt den mit einem Vorstrom von  $200 \text{ mA}$  ( $I / I_C = 0,77$ ) belasteten Streifen, noch vor der zusätzlichen Frequenzbelastung. Ein magneto-optischer Einfluss des Stromes ist, bis auf eine leichte negative Feldüberhöhung am Rand (im Bild durch rote Linien markiert), nicht zu erkennen. Daraufhin wird der Frequenzpuls eingekoppelt. Das remanente

<sup>3</sup> Die in diesen Aufnahmen sehr deutlich auftretenden Zickzack-Strukturen sind auf Domänen des verwendeten Indikator-Granats zurückzuführen.

Signal (Abbildung 5.12b)) zeigt nun ein deutliches Eindringen magnetischen Flusses in den Streifen. Positiver Fluss ist weit in den Supraleiter eingedrungen, am Rand erkennt man die durch die abfallende Flanke des Frequenzpulses hervorgerufene umgekehrte Flussrichtung. Nun wurde der Strom um 20 mA auf  $I / I_C = 0,85$  erhöht. Erneut zeigt die magnetooptische Aufnahme (Abbildung 5.12c)) nahezu keinen Einfluss des Vorstroms, die Aufnahmen b) und c) weisen kaum Unterschiede auf. Nach einem weiteren Frequenzpuls zeigt das MO-Bild aber wieder deutlich mehr Fluss im SL (Abbildung 5.12d)). Somit hatte die Erhöhung des Vorstroms keine unmittelbare Wirkung, führte in Kombination mit der angelegten Frequenz aber dennoch zu erhöhtem Flusseindringen. Wesentlich ist noch zu erwähnen, dass ein weiterer Frequenzpuls bei unverändertem Vorstrom in einer unveränderten magnetooptischen Aufnahme resultiert. Erhöht man den Vorstrom um weitere 20 mA ( $I / I_C = 0,92$ ), zeigt sich keine Änderung (Abbildung 5.12e)), nach erfolgtem Puls ist der Fluss aber wiederum weiter eingedrungen (Abbildung 5.12f)).

Wie ist es nun zu erklären, dass eine Vorstromerhöhung, die zunächst keinen Einfluss auf das Flusseindringen hat, sich im Zusammenhang mit einem angelegten Frequenzpuls dennoch deutlich auswirkt? Dies lässt sich anhand der Strom-Spannungskennlinie eines Supraleiters verdeutlichen. Beim Übergang in die Normalleitung folgt die Spannung, bei Erhöhung des angelegten Vorstroms, einem Potenzgesetz:

$$U \sim I^n \quad (5.3)$$

In Abbildung 5.13 ist eine solche Strom-Spannungskennlinie dargestellt. Der hier eingezeichnete kritische Strom  $I_C$  wird dabei als der Wert definiert, bei dem eine Spannung von  $1 \mu\text{V}/\text{cm}$  abfällt. Wird der Vorstrom auf einen Wert  $I = I_1$  leicht unterhalb des kritischen Stroms eingestellt, so kann man an der U-I-Kennlinie erkennen, dass eine leichte Änderung des Stromwertes von  $I_1$  auf  $I_2$  kaum einen Einfluss auf den Spannungsabfall am Supraleiter hat. Bei Anlegen des Frequenzpulses wird nun aber ein Kreisstrom induziert, der diesen Vorstrom überlagert. Der Strom am Supraleiter oszilliert dann gemäß (5.2) zwischen den Werten  $I_1 - I_{\text{HF}}$  und  $I_1 + I_{\text{HF}}$ . Bei der negativen Überlagerung ergibt sich kaum eine Änderung des Spannungsabfalls. Bei positiver Überlagerung befindet man sich aber im steil ansteigenden Bereich des Spannungsasts. Eine kleine Erhöhung des Vorstroms hat so, aufgrund des Frequenzpulses, einen sehr viel größeren Spannungsabfall zur Folge. Dies wiederum zieht eine erhöhte Dissipation in diesem Bereich nach sich, der Fluss kann weiter eindringen.

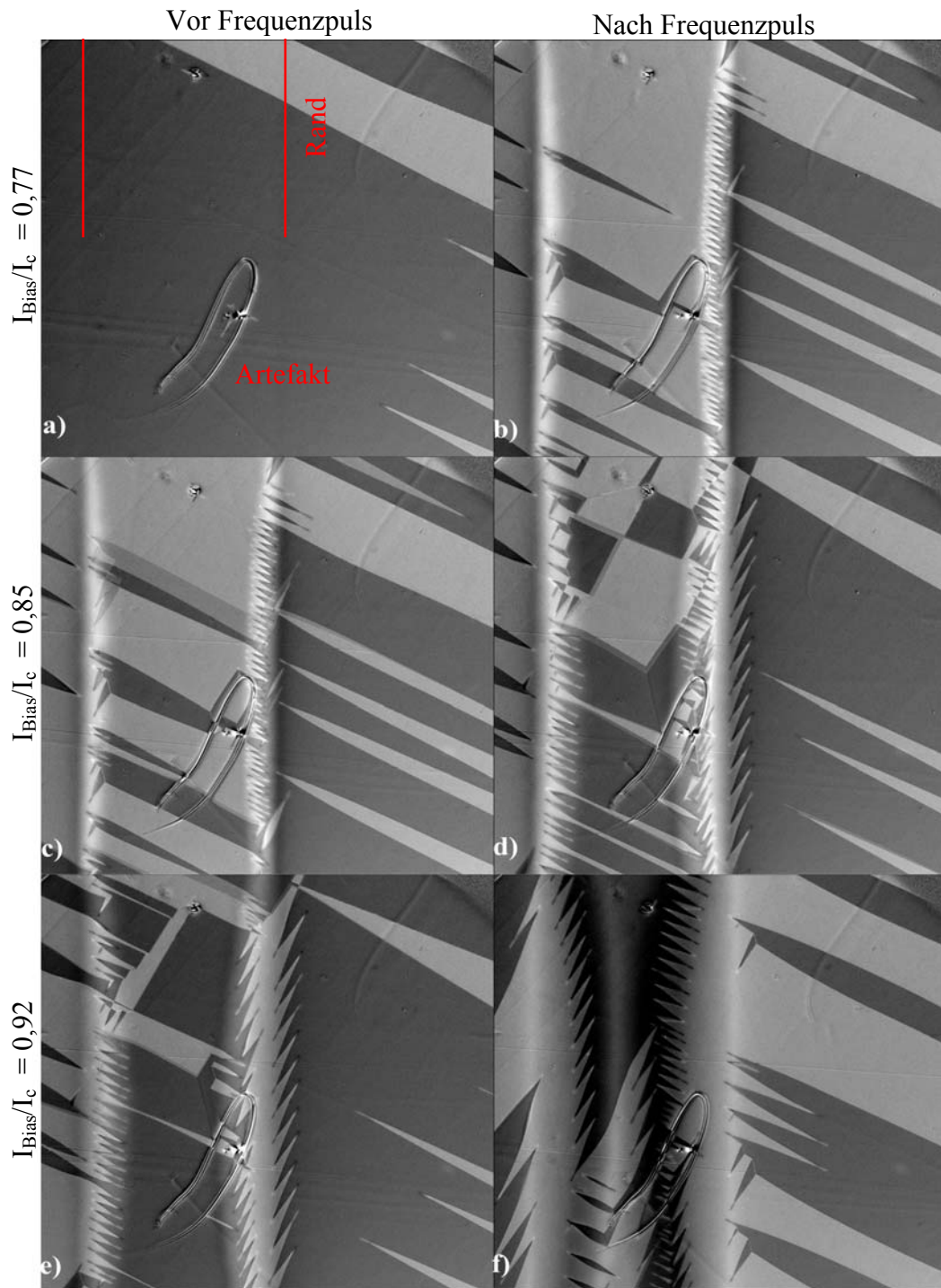


Abbildung 5.12: Einfluss des Vorstroms auf das Flusseindringen. Die linke Bildreihe zeigt eine 0,6 mm breite YBCO-Brücke jeweils vor einem Frequenzpuls, die rechte Bildreihe nach dem Frequenzpuls bei verschiedenen Vorströmen. Bild a)  $I_{\text{Bias}}/I_c = 0,77$ , b)  $I_{\text{Bias}}/I_c = 0,77 + f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$ , c)  $I_{\text{Bias}}/I_c = 0,85$  nach Bild b), d)  $I_{\text{Bias}}/I_c = 0,85 + f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$ , e)  $I_{\text{Bias}}/I_c = 0,92$  nach Bild d), f)  $I_{\text{Bias}}/I_c = 0,92 + f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$ .



Zum Vergleich zeigt Abbildung 5.14 den während einem Frequenzpuls ( $f_{\text{Puls}} = 90 \text{ kHz}$ ,  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$ ) abfallenden Spannungssprung  $U_{\text{Sprung}}$  (vgl. Abschnitt 5.1.2) eines 10 mm breiten YBCO-Streifens, in Abhängigkeit eines angelegten Vorstroms  $I_{\text{Bias}}$ . In rot sind die im Nullfeld gemessenen Werte eingetragen, in blau jene unter Einfluss eines zusätzlichen äußeren Felds von  $B_{\text{ext}} = 30 \text{ mT}$ . Ab einem Vorstrom von 28 A erreicht man bei Addition des durch den Frequenzpuls induzierten Stroms überkritische Stromdichten, sodass ein merklicher Spannungsabfall (Spannungssprung) auftritt. Bei weiterer Erhöhung des Vorstroms folgt der Betrag des Spannungsabfalls dem erwähnten Potenzgesetz. Da der kritische Strom magnetfeldabhängig ist, ergeben sich im Magnetfeld ein früherer Anstieg, sowie eine flachere Kurve.

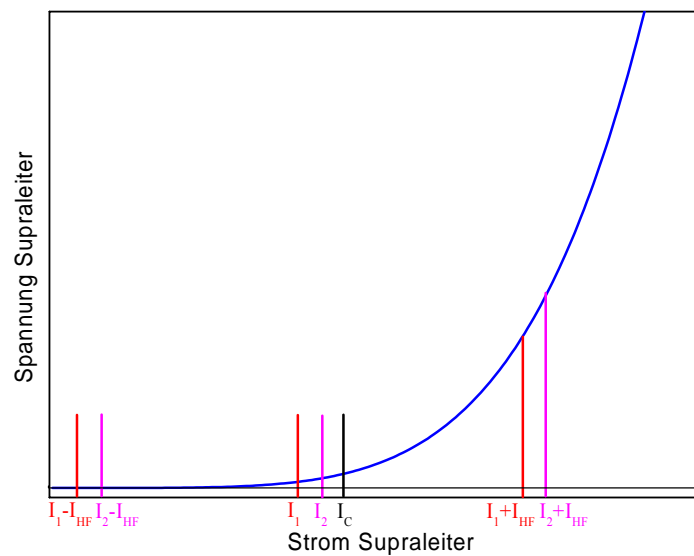


Abbildung 5.13:  $U$ - $I$ -Kennlinie eines Supraleiters beim Übergang in die Normalleitung. Bei Erhöhung des Vorstroms kommt es erst im Zusammenwirken mit dem Frequenzpuls zu einem deutlich höheren Spannungsabfall.



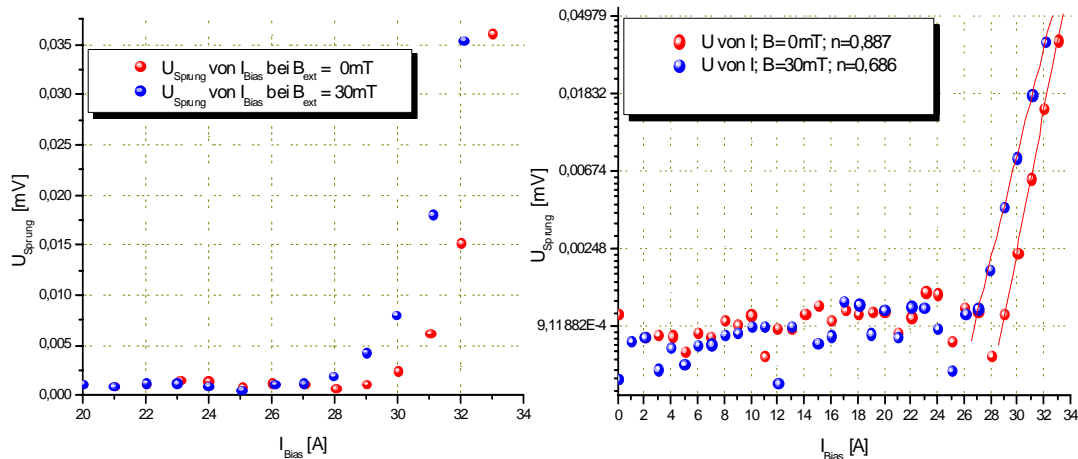


Abbildung 5.14: Spannungssprung während eines Frequenzpulses mit  $f_{\text{Puls}} = 90 \text{ kHz}$ ,  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$  in Abhängigkeit des angelegten Vorstroms.

### 5.1.7 Einfluss des Frequenzfelds auf die Geometrie der Flussfront

Die magnetooptischen Aufnahmen der Vorstrommessungen weisen ein deutliches konkaves Eindringen des Flusses in den Supraleiter auf. Dies kann zum einen an inhomogenen supraleitenden Eigenschaften des Streifens, an einem Einfluss der Stromkontakte auf das Eindringverhalten oder aber an einem Einfluss des Frequenzpulses liegen. Um dies zu klären, wurde eine Kleinprobe mit einem  $600 \mu\text{m}$  breiten YBCO-Streifen zunächst im senkrechten externen Feld untersucht. In Abbildung 5.15 a) ist die magnetooptische Aufnahme des Streifens bei einem parallel zur Flächennormalen externen magnetischen Feld von  $B_{\text{ext}} = 6 \text{ mT}$  gezeigt. Zusätzlich zur aufgenommenen Flussdichteverteilung sind dem Bild die nach Kapitel 4.2.2 berechneten Stromlinien überlagert (rote Linien). Es ist gut zu erkennen, dass der Fluss parallel zur Außenkante in den Supraleiter eindringt. Betrachtet man den Verlauf der Stromlinien, so zeigt sich sogar ein leicht konvexes Verhalten. Auch das Profil der Stromdichte zeigt den nach Kapitel 2.1.6 erwarteten Verlauf. Im Bereich des eingedrungenen Flusses steigt die Stromdichte schnell auf einen konstanten Wert, die kritische Stromdichte  $j_c$ , um dann an der Flussfront monoton zur Probenmitte hin abzunehmen.

Abbildung 5.15 b) zeigt den Streifen nach angelegtem Frequenzpuls ( $f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$ ;  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$ ), bei gleicher Feldeinstellung. Zusätzlich zum deutlich tieferen Eindringen, erkennt man nun einen konkaven Verlauf der Flussfront. Noch deutlicher ist dies am Verlauf der (roten) Stromlinien zu erkennen. Diese weisen wiederum eine konkave Form auf, wobei der Scheitelpunkt etwas rechts von der Bildmitte liegt. Im oberen linken und unteren rechten Bildbereich sieht man, dass sich das

Krümmungsverhalten leicht umkehrt. Das Profil der Stromdichte weist nun eine Doppelstruktur auf, worauf aber erst im nächsten Abschnitt eingegangen werden soll.

Da man Inhomogenitäten und einen Einfluss der Stromkontakte aufgrund der Messungen im externen Feld ausschließen kann, wird die Ursache in dem Verlauf der induzierten Strombahnen gesehen. Diese folgen der Form der unter dem supraleitenden Streifen angebrachten Frequenzspule. Somit kommt es zu einer ellipsenförmigen Überlagerung des induzierten Stroms mit dem geradlinigen Verlauf des magnetischen Abschirmstroms. Im mittleren Bereich der Spule hat man so eine maximale Addition mit dem Abschirmstrom, da hier die x-Komponente des induzierten Stroms maximal ist. Dies führt zu einem erhöhten Strom im mittleren Bereich des Streifens, was wiederum erhöhtes Flusseindringen und somit die konkave Flussfront zur Folge hat.

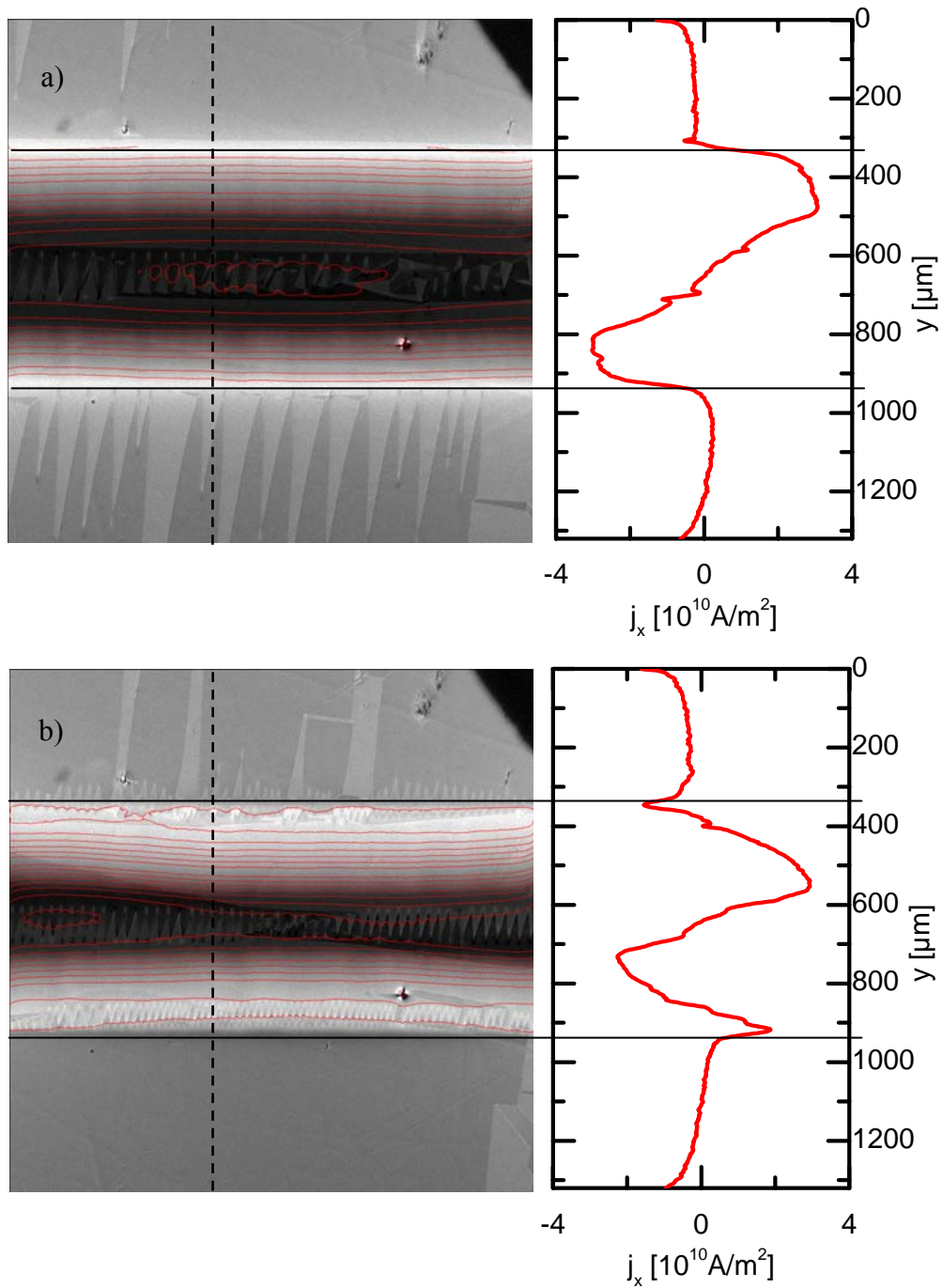


Abbildung 5.15: Magneto-optische Aufnahme eines  $600 \mu\text{m}$  breiten Streifens im senkrechten, externen magnetischen Feld  $B_{\text{ext}} = 6 \text{ mT}$  a) vor angelegtem Frequenzpuls, b) nach dem Puls mit  $f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$  und  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$ . In rot sind die Konturlinien der x-Komponente der Stromdichte eingezeichnet. Die Diagramme zeigen jeweils das Profil der Stromdichte entlang der strichlierten schwarzen Linie.

### 5.1.8 Einfluss des Frequenzfeldes auf die Fluss- und Stromdichteverteilung einer YBCO-Brücke im externen Magnetfeld

Betrachtet man das Profil der Stromdichte entlang der strichlierten Linie in Abbildung 5.15 b), fällt auf, dass dieses deutlich vom Profil in Abbildung 5.15 a) abweicht. Wie lässt sich dies erklären und welche Schlüsse kann man daraus ziehen?

Abbildung 5.16 zeigt die Profile der magnetischen Flussverteilung (oben) sowie der Stromdichteverteilung (unten) in der gleichen YBCO-Brücke, entlang der strichlierten Linie in Abbildung 5.15 bei verschiedenen externen magnetischen Feldern. Hierzu wurde die Probe jeweils im Nullfeld abgekühlt, das externe Feld angelegt und dann vor und nach angelegtem Frequenzpuls gemessen. Die linken Profile zeigen dabei die Verteilungen vor, die rechten die Verteilungen nach dem Puls der Frequenz  $f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$  und der Länge  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$ .

Die Feldverteilung des Streifens im senkrechten magnetischen Feld zeigt die nach dem Bean'schen Modell für dünne Streifen erwartete Form (s. Kapitel 2.1.6). Sie weist einen ausgeprägten Peak der Feldüberhöhung am Probenrand auf und einen stetigen Abfall der Flussdichte zum Probeninneren. Dabei ist der Gradient für alle Feldstärken gleich und ist am Ort der Flussfront und am Probenrand am größten. Das Innere der Probe zeigt je nach Feldstärke einen unterschiedlich großen Bereich der Meissnerphase, die Flussdichte verschwindet. Die Stromdichte zeigt ebenfalls im Wesentlichen das erwartete Verhalten. Durch das anliegende Magnetfeld werden Abschirmströme im Randbereich des Streifens induziert, welche dem eindringenden Fluss entgegenwirken. Im Gleichgewicht entspricht dieser Strom dem kritischen Strom  $j_c$ . Dies ist gut im Stromdichteprofil zu erkennen. In Bereichen in denen der Fluss eingedrungen ist, erreicht die Stromdichte ihren kritischen Wert (hier  $j_c \cong 3 \text{ MA/cm}^2$ ), um exakt an der Stelle, an der die Feldverteilung den Nullwert erreicht, zu niedrigeren Werten abzuknicken. Zu bemerken ist, dass die rechte Seite des Profils, was der unteren Hälfte des Supraleiters entspricht, eine etwas geringere Feldüberhöhung aufweist. Dies macht sich aber nicht in der kritischen Stromdichte bemerkbar und liegt somit in einer leichten Asymmetrie des äußeren Feldes begründet.

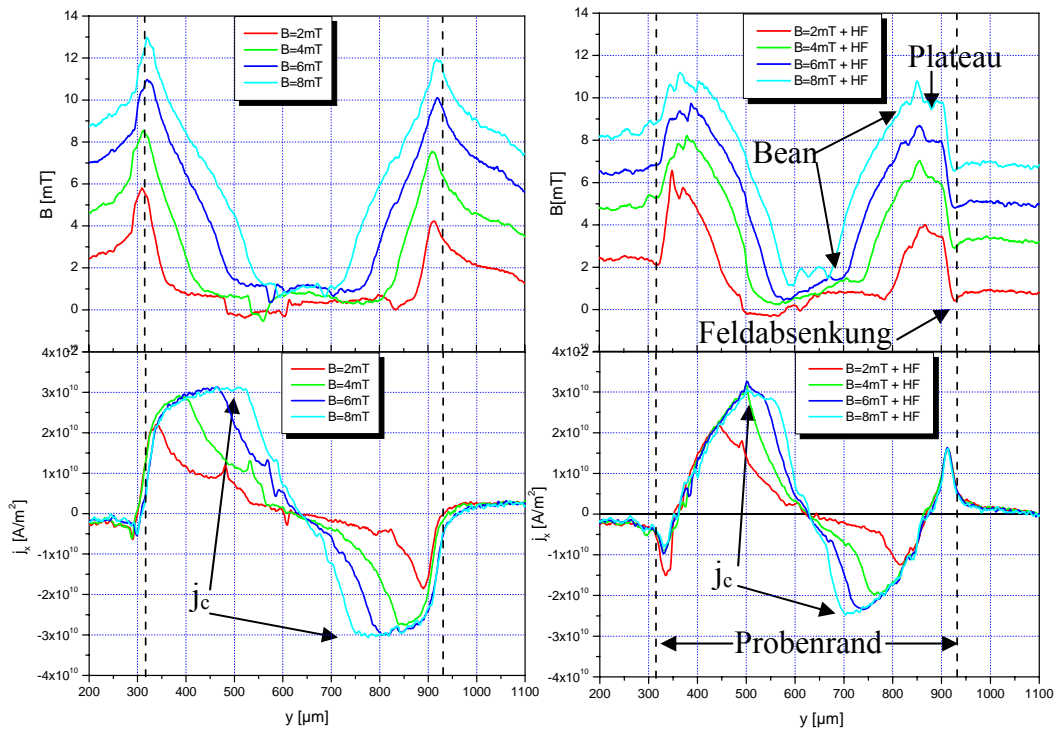


Abbildung 5.16: Profile der Feldverteilung (oben) und Stromdichteverteilungen (unten) entlang der strichlierten Linie in Abbildung 5.15, bei verschiedenen angelegten externen Feldern, links ohne HF-Puls, rechts nach HF-Puls ( $f_{\text{Puls}} = 1,0 \text{ kHz}$ ,  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$ ).

Vergleicht man nun die Profile des mit dem HF-Puls belasteten Streifens, lassen sich folgende Beobachtungen machen.

- Bei gleichem externen Feld ist der Fluss weiter in den Supraleiter eingedrungen. Dies liegt zum einen daran, dass das Frequenzfeld zu einer temporären Erhöhung des Gesamtfeldes auf einer Probenseite führt. Zum anderen kommt es durch die Frequenz zu einer Bewegung von Flussschläuchen, wenn diese von ihren Pinningzentren gelöst werden. Dies hat eine kurzzeitige Erwärmung zur Folge, was wiederum ein erhöhtes Eindringen bedingt.
- Die ausgeprägte Spitze des Flussdichteprofiles am Probenrand ist nicht mehr vorhanden. Stattdessen ist dort eine Feldabsenkung zu beobachten. Innerhalb des Streifens steigt die Flussdichte dann steil an, bis sie einen Plateauwert erreicht hat, um dann wieder in die „Bean’sche“ Form überzugehen.

Während der abfallenden Flanke der Sinuswelle kommt es zu einer Felderniedrigung. Ungepinnter Fluss am Rand verlässt die Probe und negativer Fluss wird vom Probenrand in den SL geschoben, wo er gepinnten, positiven Fluss vernichtet. Auch hier entsteht wiederum Wärme, einerseits durch die

Flussschlauchbewegung, andererseits durch Rekombination von positivem und negativem Fluss. Das zu beobachtende Flussdichteprofil ist dann eine Kombination aus dem noch anliegenden externen Feld und dem Streufeld der noch im SL gepinnten Flussschläuche.

- Im Stromprofil erkennt man, dass an beiden Probenrändern nun ein Strom in entgegengesetzte Richtung fließt.

Dies ist eine direkte Folge des umgekehrten Flussdichtegradienten, ähnlich wie im Bean'schen Modell bei Absenkung des externen Felds (vgl. Abbildung 2.4 Kapitel 2.1.5). Durch das Eindringen des Flusses mit umgekehrter Polarität werden Abschirmströme angeworfen die den zuvor fließenden Strömen entgegengerichtet sind. Die Höhe der „umgekehrten“ Stromdichte ist dabei für alle Felder gleich, somit also nur von dem angelegten Frequenzpuls abhängig<sup>4</sup>. Das bedeutet aber, dass unabhängig vom externen Feld die Verarmungszone, also der Bereich mit erniedrigter Flussdichte, immer gleich ist. Dies ist auch ersichtlich, wenn man davon ausgeht, dass der bei der abfallenden Flanke generierte negative Fluss konstant ist.

- Auf der rechten Seite des Stromprofils, also der unteren Hälfte des Streifens, wird eine um  $0,5 \text{ MA/cm}^2$  niedrigere Stromdichte als in der oberen Hälfte erreicht. Dies kann nicht auf inhomogene Eigenschaften des Supraleiters zurückgeführt werden, da die Stromdichten im rein externen Feld sonst das gleiche Bild gezeigt hätten. Hier kam es offensichtlich zu einer deutlichen Temperaturerhöhung aufgrund von Flussschlauchbewegungen, infolge derer sich die temperaturabhängige kritische Stromdichte verringert hat.

In Abbildung 5.17 ist die zweidimensionale Stromdichteverteilung des zuvor untersuchten YBCO-Streifens für ein externes Feld  $B_{\text{ext}} = 6 \text{ mT}$ , nach einem Frequenzpuls mit  $f_{\text{puls}} = 1 \text{ kHz}$  und  $t_{\text{puls}} = 100 \text{ ms}$  dargestellt. Im Unterschied zu Abbildung 5.15 zeigen diese Aufnahmen den gesamten Streifen bis kurz vor die Kontakte. Das obere Bild zeigt dabei das Vektorfeld der Stromdichteverteilung als Überlagerung der zugehörigen Flussdichteverteilung. Jeder rote Pfeil steht für Betrag und Richtung des  $\mathbf{j}$ -Vektors an der entsprechenden Stelle. Das untere Bild zeigt die  $j_x$ -Komponente der Stromdichte als Intensitätswert in der  $xy$ -Ebene. Helle Bereiche entsprechen einem positiven Strom in  $x$ -Richtung (von links nach rechts), dunkle Bereiche einem negativen Strom in  $x$ -Richtung.

---

<sup>4</sup> Die Stromdichte für  $B_{\text{ext}} = 2 \text{ mT}$  weicht an der linken Kante von diesem Trend ab. Dies wird aber auf eine Messungenauigkeit, aufgrund der Domänen im Granat, zurückgeführt.

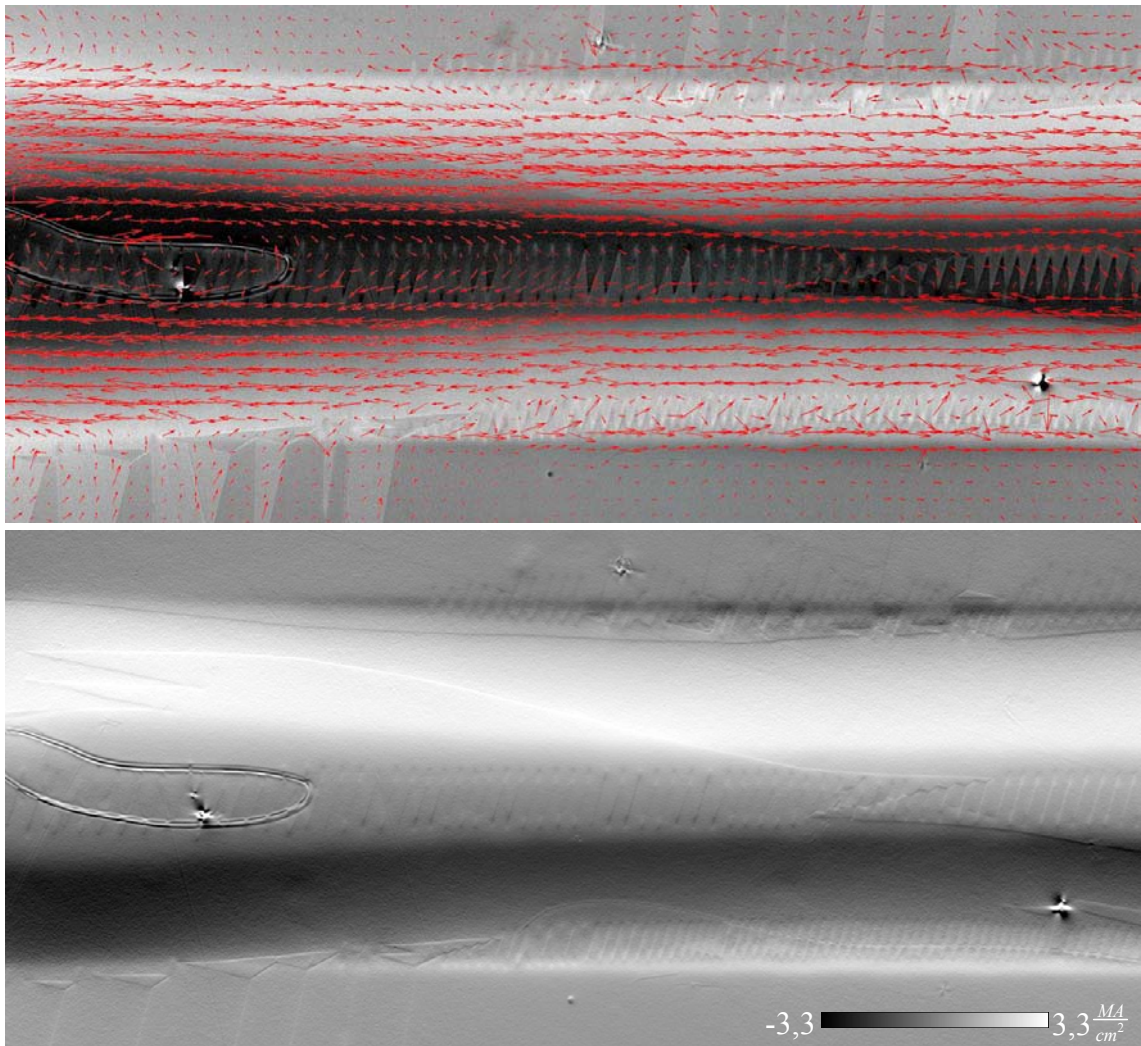


Abbildung 5.17: Stromdichteverteilung des YBCO-Streifens bei  $B_{ext} = 6 \text{ mT}$  nach einem HF-Puls mit  $f_{Puls} = 1 \text{ kHz}$  und  $t_{Puls} = 100 \text{ ms}$ . Oben: Flussdichteverteilung mit überlagertem Vektorfeld (rote Pfeile) der berechneten Stromdichte. Unten:  $j_x$ -Komponente der Stromdichteverteilung

Man erkennt deutlich, dass der im vorigen Abschnitt beschriebene, am Rand entgegengesetzt verlaufende Strom, nicht entlang des ganzen Streifens auftritt. Die Fläche in der dieser „Frequenzstrom“ auftritt, hat wiederum eine konkave Form und folgt in etwa der Krümmung der Flussfront. Im linken Bildbereich tritt er gar nicht mehr auf. Auch hier ist zu betonen, dass die Höhe des externen Feldes für die Fläche des umgekehrt laufenden Stroms unerheblich ist. Sowohl bei  $B_{ext} = 4 \text{ mT}$  als auch bei  $B_{ext} = 8 \text{ mT}$  hat sie die gleiche Ausdehnung und Form.

Betrachtet man das Vektorfeld kann man erahnen, dass der Strom an dieser Stelle geschlossene Kreisläufe bildet. Offensichtlich kommt es also nur in diesem begrenzten Bereich zu einer Verarmung der Flussdichte durch Eindringen von negativem Fluss bzw. Herauswandern von positivem Fluss, es hat also nur hier eine



Felderniedrigung stattgefunden. Dies lässt sich erklären, wenn man sich das Magnetfeld, das durch die in etwa elliptische Pfannkuchenspule erzeugt wird, vorstellt. Dieses hat an der Stelle der kleinen Halbachse den größten Wert, an der Stelle der großen Halbachse den kleinsten. Da die kleine Halbachse senkrecht zum SL-Streifen ausgerichtet ist, zeigt sich hier auch die größte Feldoszillation. Das Feld dringt am weitesten ein und es wird am meisten negativer Fluss erzeugt. In Richtung der großen Halbachse wird die Feldoszillation und somit der Einfluss auf das Feldeindringen immer geringer.

### 5.1.9 Einfluss des Frequenzfeldes auf die Fluss- und Stromdichteverteilung einer YBCO-Brücke beim gleichzeitigen Anliegen eines Transportstroms.

Um den Einfluss des Frequenzfeldes auf Fluss- sowie Stromdichteverteilung bei gleichzeitigem Anliegen eines Transportstroms quantitativ untersuchen zu können, wurden Experimente im hochauflösenden Messaufbau gemacht. Hierzu wurde eine defektfreie YBCO-Schicht in Form der Kleinproben strukturiert. Zusätzlich, um auch den Einfluss auf Defekte untersuchen zu können, wurden drei Defekte mit einer Breite von je  $100\mu\text{m}$  in die Brücke strukturiert. Das Layout für die Strukturierung ist in Abbildung 5.18 zu sehen. Dabei ist der Defekt, der sich im Layout am oberen äußeren Rand befindet in den späteren magnetooptischen Aufnahmen rechts unten zu sehen.

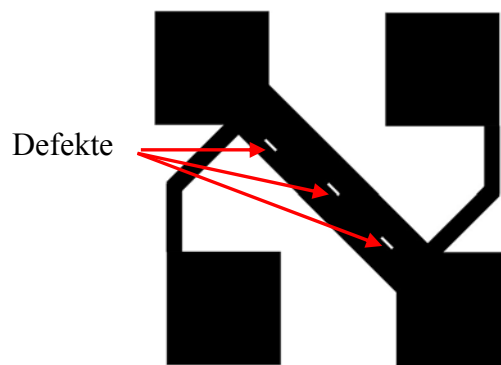


Abbildung 5.18: Layout der strukturierten YBCO-Brücke mit Defekten

Für die Versuchsreihe wurden zunächst magnetooptische Aufnahmen der Brücke im externen Feld gemacht, um ein homogenes und defektfreies (bis auf die strukturierten Defekte) Flusseindringen zu belegen. In Abbildung 5.19 ist die magnetooptische Aufnahme des Streifens bei einer Temperatur  $T = 60\text{ K}$  und einem externen Feld von  $B_{\text{ext}} = 6\text{ mT}$  gezeigt. Deutlich zu erkennen ist das homogene Eindringen an der Ober- und Unterseite. Dabei dringt das Feld auf der Unterseite etwas stärker ein, was entweder auf einen Temperaturgradienten zwischen beiden Seiten (bei der vorliegenden Brückenbreite eher unwahrscheinlich) oder aber etwas unterschiedliche supraleitende



Eigenschaften zurückgeführt werden kann. Des Weiteren sind alle drei Defekte gut zu erkennen. Die beiden Defekte in der Bahnmitte liegen noch vollständig im Gebiet der Meissnerphase und zeigen darum eine umgekehrte Polarität als der Rand. Zu bemerken ist dabei, dass die Unterseite des mittleren Defekts eine höhere negative Flussdichte aufweist als die Oberseite. Dies lässt sich erklären, wenn man sich daran erinnert, dass die Abschirmströme in einer dünnen Schicht nicht Null werden, sondern über die gesamte Breite fließen. Liegt der Defekt dann nicht symmetrisch zur Stromverteilung im Streifen (vgl. Abbildung 5.20), fließen auf einer Seite mehr Stromlinien um den Defekt, als auf der anderen Seite und ergeben so das unsymmetrische Flussdichteprofil. Der rechte untere Defekt wurde hier bereits von der Flussfront erfasst. Da dabei positiver Fluss der Flussfront auf den negativen Fluss im Defekt getroffen ist, kam es zur Auslöschung, was in einer verringerten Flussdichte resultiert.

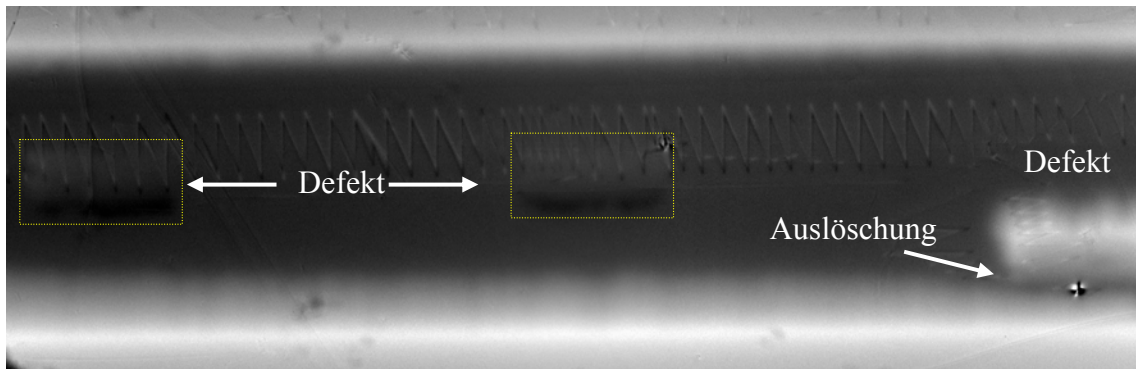


Abbildung 5.19: YBCO-Streifen im externen Feld  $B_{\text{ext}} = 6 \text{ mT}$  bei  $T = 60 \text{ K}$ .

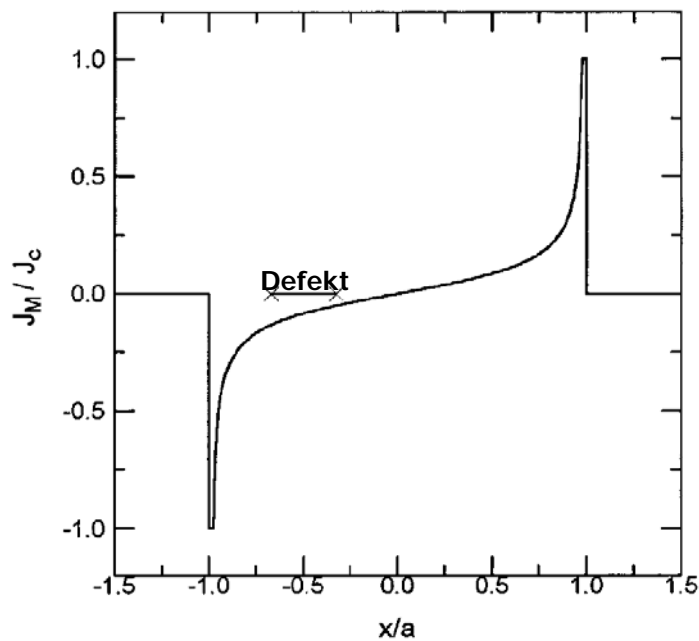


Abbildung 5.20: Stromdichteverteilung der Abschirmströme in einer supraleitenden dünnen Schicht und relative Position eines Defekts <sup>[Baz96]</sup>.

Als nächstes wurde der Streifen bei angelegtem Transportstrom untersucht. Dazu wurde er auf  $T = 60\text{ K}$  abgekühlt und verschiedene Ströme angelegt. Dabei hat sich gezeigt, dass der Streifen bei  $I_{\text{Schalt}} \cong 1,2\text{ A}$  in die Normalleitung übergeht, also schaltet. Abbildung 5.21 zeigt die magnetooptische Aufnahme des Streifens bei einem angelegten Transportstrom von  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,92$ . Es sei dabei erwähnt, dass die hier auftretenden Intensitäten nur etwa  $1/10$  der Intensitäten aus den Feldmessungen entsprechen. Damit das anfallende magnetooptische Signal überhaupt darstellbar ist, musste zunächst das zuvor aufgenommene Hintergrundbild abgezogen werden. Dann wurde die Grauwertdarstellung entsprechend dem maximalen und minimalen Signal skaliert.

Wie gut zu erkennen ist, zeigt die Feldüberhöhung an Ober- und Unterseite des Streifens die erwartete umgekehrte Polarität, entsprechend dem Magnetfeld eines stromdurchflossenen Leiters. Rein qualitativ ist hier zunächst kein Unterschied im Betrag der Intensität zwischen Ober- und Unterseite zu erkennen. Eine quantitative Auswertung zeigt aber auch hier weitaus höhere Stromdichten an der Unterseite (vgl. Abbildung 5.23b). Zudem zeigt sich entsprechend der Theorie<sup>[Bra93][Zel94]</sup>, dass der Strom über die gesamte Probenbreite verteilt fließt. Betrachtet man die Defekte in Abbildung 5.21, so zeigt sich, dass diese jeweils umgekehrte Polarität zu der Feldüberhöhung am Probenrand aufweisen. Auch dies ist das erwartete Verhalten, dass in Kapitel 5.1.4 bereits erklärt wurde. Dabei ist noch zu erwähnen, dass der rechte untere Defekt diesmal keinen signifikanten Unterschied zu den anderen Defekten aufweist.

Nun sollte der Einfluss eines Frequenzfeldes auf das Flusseindringen untersucht werden. Hierzu wurde der Streifen wiederum im Nullfeld auf  $T = 60\text{ K}$  abgekühlt. Nach Anlegen des jeweiligen Transportstroms wurde ein Frequenzpuls mit  $f_{\text{Puls}} = 0,1\text{ kHz}$  und  $t_{\text{Puls}} = 10\text{ ms}$  (1 Wellenperiode) ausgelöst. Anschließend wurde die Flussdichteverteilung aufgenommen. In Abbildung 5.22 sind die remanenten Aufnahmen für a)  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,58$ , b)  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,75$  und c)  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,92$  gezeigt.

Betrachtet man die Feldüberhöhung am Rand, fällt zunächst wieder das asymmetrische Eindringverhalten auf. Während jedoch die Ausdehnung des Bereichs mit verstärkt eindringendem Fluss in x-Richtung, also in Richtung der Leiterbahn, nahezu gleich bleibt, nimmt sie senkrecht zur Leiterbahn mit steigendem Transportstrom überproportional zu. Des weiteren fällt in den Bildern auf, dass sich in der unteren Hälfte eine Dreifach-Struktur gebildet hat. Vom Probenrand her hat die Flussdichte zunächst ein Minimum mit negativem Vorzeichen, steigt dann schnell an zu einem Maximum mit positiver Flussdichte und durchschreitet ein weiteres Minimum, bevor sie das Niveau der Probenmitte erreicht. Um sich ein besseres Bild der

Flussdichteverhältnisse machen zu können, sind in Abbildung 5.23 c) die Flussdichteprofile entlang der strichlierten Linie in Abbildung 5.22 a) aufgetragen. Gut zu erkennen ist hier die Dreifach-Struktur am unteren Rand (z.B. grüne Linie für  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,75$ ). Wie lässt sich diese Dreifachstruktur erklären?

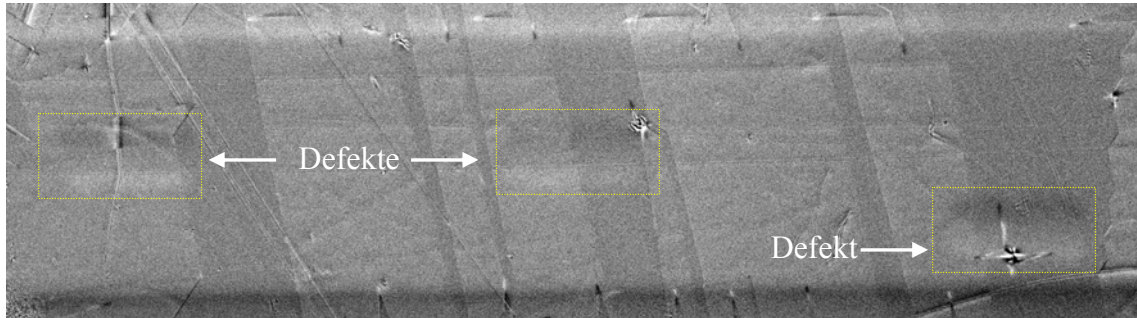


Abbildung 5.21: YBCO-Streifen mit angelegtem Transportstrom von  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,92$ .

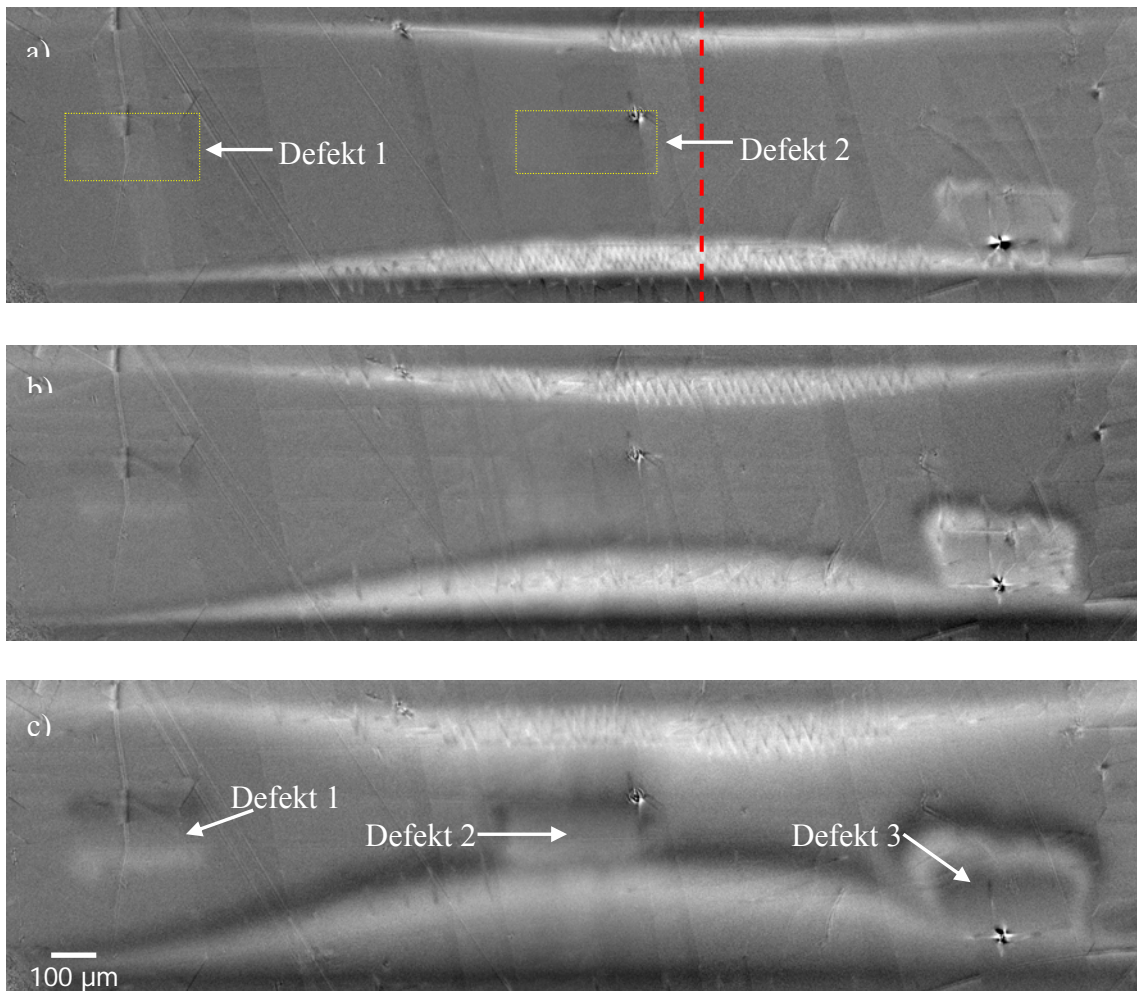


Abbildung 5.22: YBCO-Streifen mit angelegtem Transportstrom nach Anlegen eines Frequenzpulses mit  $f_{\text{Puls}} = 0,1\text{kHz}$  und  $t_{\text{Puls}} = 10\text{ms}$ . a)  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,58$ ; b)  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,75$ ; c)  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,92$ .

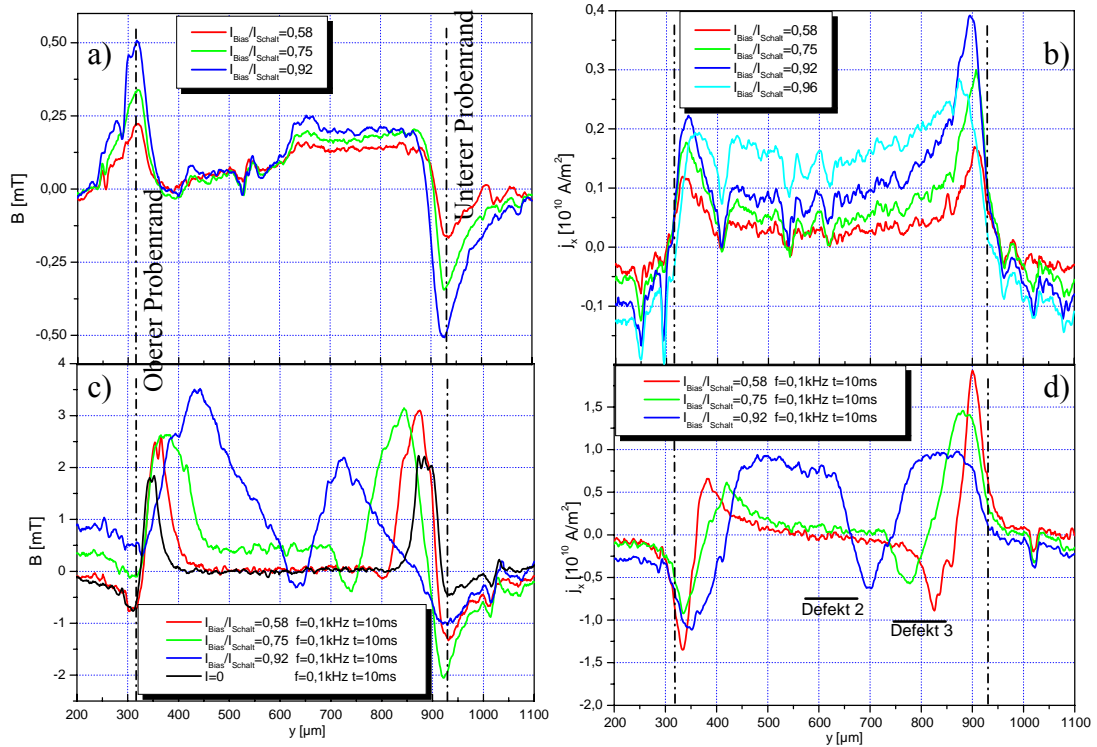


Abbildung 5.23: Flussdichteprofile (links) und berechnete Stromdichteprofil (rechts) entlang der strichlierten Linie in Abbildung 5.22a). Die Abbildungen a) und b) zeigen die Profile des mit einem reinen Vorstrom belasteten YBCO-Streifens, Abbildungen c) und d) die Profile von Vorstrom + Frequenzpuls. Im Flussdichteprofil (Abb.c)) ist zusätzlich noch das Profil des reinen Frequenzpulses ohne Transportstrom eingetragen (schwarz). Im Stromdichteprofil (Abb. d)) ist die  $y$ -Lage der Defekte bezüglich der dort herrschenden Stromdichte eingetragen.

Beispielhaft sollen für die folgenden Überlegungen gelten, dass das maximale Frequenzfeld  $B_{\text{Freq},0} = 3 B_{\text{Strom}}$ , also das Amplitudenfeld der Frequenz dem dreifachen Betrag des Eigenfelds des Stroms entspricht. Zudem sollen Streufelder durch bereits gepinnten Fluss vernachlässigt werden. Dann ergeben sich an den Feldrändern zu den jeweiligen Zeitpunkten  $t$  die in Tabelle 5.1 angegebenen Werte des wirkenden Gesamtfeldes. Betrachtet man speziell den unteren Probenrand (Tabelle 5.1  $B_{\text{ges,unten}}(t)$ ), so fällt das Gesamtfeld für  $t_1 \rightarrow t_2$  von  $-B_{\text{Strom}}$  auf  $-4 B_{\text{Strom}}$ . Dabei dringt zusätzlicher negativer Fluss in die Probe, bis das Flussdichteprofil für den Maximalwert  $-4 B_{\text{Strom}}$  erreicht wird. Bei  $t_2 \rightarrow t_3$  steigt das Gesamtfeld wieder auf den ursprünglichen Wert  $-B_{\text{Strom}}$ . Negativer Fluss wird dabei aus der Probe gedrängt und generierter positiver Fluss vernichtet negativen. Bei  $t_3 \rightarrow t_4$  kommt es zu einer Vorzeichenumkehr des Gesamtfeldes am unteren Probenrand. Zusätzlicher positiver Fluss wird in den Supraleiter geschoben. Dabei ist zu beachten, dass es nur dann zu einer vollständigen Auslöschung des zuvor gepinnten negativen Flusses kommen kann, wenn der Peak-Wert des Feldes erreicht oder überstiegen wird [Zel94]. Dies ist hier nicht der Fall, da  $|B_{\text{ges,unten}}(t = t_4)| < |B_{\text{ges,unten}}(t = t_2)|$ . Das bedeutet, dass im Probeninneren weiterhin

eine negative Flussdichte vorherrscht, am Probenrand jedoch eine positive Flussdichte. Für  $t_4 \rightarrow t_5$  fällt  $B_{\text{ges,unten}}$  wieder auf  $-B_{\text{Strom}}$ . Negativer Fluss wird in die Probe hinein geschoben, da aber  $|B_{\text{ges,unten}}(t = t_5)| < |B_{\text{ges,unten}}(t = t_4)|$  bleibt positiver Fluss weiterhin gepinnt, sodass sich letztlich die beobachtete Dreifach-Struktur ergibt. Am oberen Probenrand hat das Gesamtfeld vor Erreichen des Endwertes, bei  $t_4$  das globale Maximum erreicht. Dadurch wird die gesamte magnetische Historie des Supraleiters gelöscht, sodass aus diesem Grund nach  $t_5$  hier nur eine Doppelstruktur der Flussdichte erkennbar ist (vgl. Abbildung 5.23 c)).

	$t_1 = 0$	$t_2 = \pi/2$	$t_3 = \pi$	$t_4 = 3\pi/2$	$t_5 = 2\pi$
$B_{\text{ges,oben}}(t) =$	$+B_{\text{Strom}}$	$+B_{\text{Strom}} - B_{\text{Freq,0}} =$ $-2 B_{\text{Strom}}$	$+B_{\text{Strom}}$	$+B_{\text{Strom}} + B_{\text{Freq,0}} =$ $4 B_{\text{Strom}}$	$+B_{\text{Strom}}$
$B_{\text{ges,unten}}(t) =$	$-B_{\text{Strom}}$	$-B_{\text{Strom}} - B_{\text{Freq,0}} =$ $-4 B_{\text{Strom}}$	$-B_{\text{Strom}}$	$-B_{\text{Strom}} + B_{\text{Freq,0}} =$ $2 B_{\text{Strom}}$	$-B_{\text{Strom}}$

Tabelle 5.1: Beispielhafte Feldwerte zu den jeweiligen Zeitpunkten  $t$  der Sinuswelle, für  $B_{\text{Freq,0}} = 3 B_{\text{Strom}}$  und Beginn mit der negativen Halbwelle

Voraussetzung für das Auftreten der Dreifachstruktur am unteren Rand ist also, dass

- das Amplituden-Feld des Frequenzpulses mehr als doppelt so groß ist wie das Eigenfeld des Transportstroms.
- Endet der Frequenzpuls zum Zeitpunkt  $t = 2n\pi$ , muss er mit der negativen Sinus-Halbwelle beginnen, bei  $t = (2n+1)\pi$  entsprechend mit der positiven. Im umgekehrten Fall ist die Dreifach-Struktur am oberen Rand zu sehen und am unteren eine Doppelstruktur.

Welchen Einfluss hat ein solches Flussdichteprofil nun auf die in der Probe auftretenden Ströme? Hierzu wurden die zweidimensionalen Stromdichteverteilungen nach Kapitel 4.2.2 für  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,58$ ,  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,75$  und  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,92$  numerisch berechnet. Die jeweiligen Stromdichteprofile entlang der strichlierten Linie in Abbildung 5.22a) sind in Abbildung 5.23 d) gezeigt, die zweidimensionale Stromdichteverteilung ist für  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,75$  in Abbildung 5.24 dargestellt. Hier zeigt Abbildung 5.24 a) das Vektorfeld der Stromdichteverteilung, mit roten Pfeilen als Overlay der Flussdichteverteilung. Abbildung 5.24 b) zeigt die x-Komponente  $j_x$  der Stromdichte als Intensitätswerte in der xy-Ebene. Zunächst soll aber auf die Stromdichteprofile in Abbildung 5.23 d) eingegangen werden. Betrachtet man die Profile für  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,58$  und  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,75$  zeigt sich, dass es trotz der

beobachteten Dreifach-Struktur in der Flussdichte, nur zu einer Doppelstruktur in der Stromdichte kommt. Dabei fließt das Maximum der Stromdichte am Probenrand. Zum Probeninneren hin kommt es zu einer Vorzeichenumkehr, sodass hier ein rückläufiger Strom auftritt. Oberer Probenrand und unterer Probenrand verhalten sich dabei antiparallel, wobei die Stromdichten der Unterseite jene der Oberseite um etwa 30% übersteigen. Vergleicht man die Stromdichten mit jenen des reinen Transportstroms in Abbildung 5.23 b) so zeigen sich hier bis zu 5 mal höhere Werte am Probenrand. Betrachtet man die Tendenz der Stromdichte mit steigendem Transportstrom, so zeigt sich eine Ausweitung des stromführenden Bereichs zur Probenmitte bei gleichzeitiger Verringerung der maximalen Stromdichte. Hier hat offensichtlich Erwärmung stattgefunden, was zu einer Verringerung von  $j_c$  geführt hat. Bei  $I_{\text{Bias}}/I_{\text{Schalt}} = 0,92$  kommt es dann zu einem signifikanten Stromfluss über nahezu der gesamten Probenbreite. Die Probe befindet sich im Flux Flow-Zustand. Eine weitere Erwärmung oder Erhöhung des Vorstroms würde den Übergang in die Normalleitung bewirken.

Betrachtet man die zweidimensionale Stromdichteverteilung in Abbildung 5.24 fällt auf, dass sich der Einfluss des Frequenzpulses primär auf die Mitte der Leiterbahn auswirkt (in x-Richtung). Dies lässt sich analog zu den Untersuchungen in Kapitel 5.1.8 erklären. An der Stelle der kleinen Halbachse der elliptischen Pfannkuchenspule zeigt sich der größte Einfluss des Frequenzpulses. In Zusammenarbeit mit dem Transportstrom kommt es dabei allerdings zu einer positiven Rückkopplung. Die hier auftretenden starken Feldänderungen bewirken hohe Flussliniengeschwindigkeiten in diesem Bereich, haben damit hohe elektrische Felder gemäß  $E = \vec{v} \times \vec{B}$  zur Folge und es kommt dadurch zu einem Auftreten von elektrischem Widerstand. Da der Transportstrom weiterhin fließt kommt es zu starker Erwärmung in diesem Bereich, was zu noch stärkerem Flusseindringen führt.



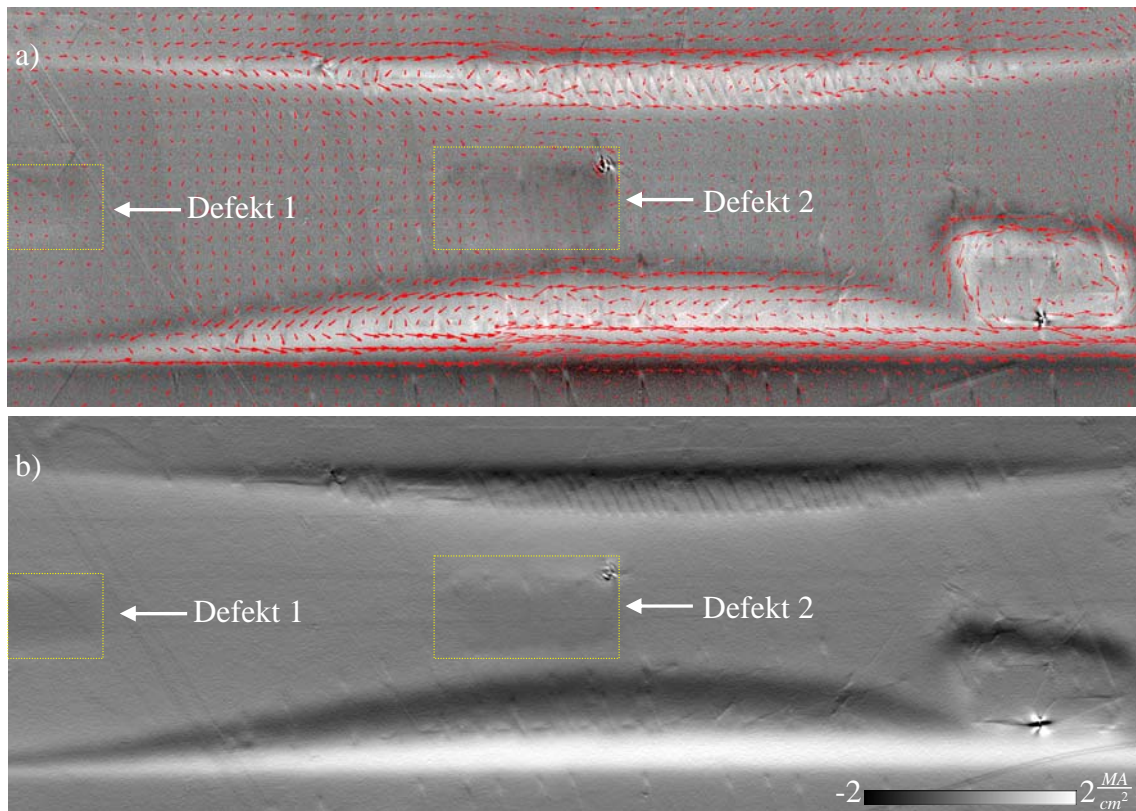


Abbildung 5.24: Stromdichteverteilung des YBCO-Streifens bei einem Vorstrom von  $I_{Bias}/I_{Schalt} = 0,75$ , nach einem Frequenzpuls mit  $f_{Puls} = 0,1$  kHz und  $t_{Puls} = 10$  ms. a) Flussdichteverteilung mit überlagertem Vektorfeld (rote Pfeile) der berechneten Stromdichte. b)  $j_x$ -Komponente der Stromdichteverteilung.

Nun soll noch der Einfluss der Defekte auf die Wirkung des Frequenzfeldes betrachtet werden. In den magnetooptischen Aufnahmen aus Abbildung 5.22 erkennt man, dass das Frequenzfeld bei niedrigeren Strömen so gut wie keinen Einfluss auf die Defekte in der Bahnmitte (Defekt 1 und 2) hat. Auch zeigen die Defekte keinen merkbaren Einfluss auf das Eindringverhalten am Probenrand. Erst ab  $I_{Bias}/I_{Schalt} = 0,92$  zeigt sich eine merkliche Flussdichte an den Rändern dieser Defekte. Im Gegensatz dazu weist Defekt 3 bereits bei  $I_{Bias}/I_{Schalt} = 0,58$  merkliche Flussdichten auf. Leicht ersichtlich wird dies, wenn man die Lagen von Defekt 2 und Defekt 3 bezüglich der in der Probe auftretenden Ströme vergleicht. Dazu sind deren y-Lagen in Abbildung 5.23 d) eingezeichnet. Man kann gut erkennen, dass bei Defekt 2 bei niedrigeren Vorströmen noch keine merklichen Stromdichten auftreten, wohingegen es bei Defekt 3 bereits bei  $I_{Bias}/I_{Schalt} = 0,58$  zu einer signifikanten Stromumverteilung kommen muss. Diese Stromumverteilung ist gut in der Vektorfelddarstellung der Stromdichte in Abbildung 5.24 a) zu sehen. Der rückfließende Strom, in dessen Bereich Defekt 3 vornehmlich liegt, muss einen Umweg über das obere Ende des Defektes nehmen. Gut zu sehen ist hier auch das verminderte Flusseindringen an der Stelle an der die Stromlinien einen Knick beschreiben. Der positive Strom an der Probenunterseite wird durch Defekt 3

zwar nicht in der Richtung geändert, dennoch zeigt dieser eine gleich bleibend hohe Intensität bis hinter den Defekt.

### 5.1.10 Einfluss der Frequenz des Frequenzfeldes auf das Eindringverhalten in YBCO

Im Laufe der vorangegangenen Messungen hat sich gezeigt, dass die Frequenz des angelegten Frequenzpulses einen Einfluss auf das Maß des Eindringens in die jeweilige Probe hat. Abbildung 5.25 zeigt magnetooptische Aufnahmen der unteren Kante einer Kleinprobe. Für diese Aufnahmen wurden Frequenzpulse mit den Frequenzen  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$  (links),  $f_{\text{Puls}} = 1,0 \text{ kHz}$  (mitte) und  $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$  (rechts) an die Probe angelegt. Dabei wurde speziell darauf geachtet, dass jeder Frequenzpuls exakt die gleiche Amplitude besaß und die gleichen Temperaturverhältnisse vorherrschten.

Wie zu erkennen ist, nimmt die Stärke des Flusseindringens mit zunehmender Frequenz ab (Die Lage der Probenkante und der jeweiligen Flussfront wurden zum besseren Vergleich mit einer roten Linie markiert). Wie man an den zugehörigen Flussdichteprofilen erkennt, welche in Abbildung 5.25 unten dargestellt sind, ist dabei auch die Höhe des Gesamtflusses, der in der Probe vorhanden ist, bei steigender Frequenz geringer.

Wie lässt sich dieses Verhalten erklären? Zunächst können Temperaturschwankungen und unterschiedliche Amplituden-Feldstärken aufgrund der Messbedingungen ausgeschlossen werden. Aus diesem Grund muss die Ursache in direktem Zusammenhang mit der anliegenden Frequenz stehen.

Wie man bereits aus den vorangegangenen Messungen lernen konnte, kommt es durch das anliegende Frequenzfeld zu einer Bewegung von Flussschläuchen und damit zu einer lokalen Erwärmung des Supraleiters. Die lokal höhere Temperatur ermöglicht es dem Fluss dann weiter in den supraleitenden Film einzudringen. Damit hat also eine stärkere Erwärmung der Probe bei niedrigen als bei hohen Frequenzen stattgefunden. Die Problematik frequenzabhängiger Temperaturerhöhungen wurde in [Ger00] bereits eingehend für integrierte Schaltungen auf einem Chip untersucht. Die Autoren haben dabei herausgefunden, dass es bei gleicher zeitlich gemittelter Heizleistung für niedrigere Frequenzen zu stärkeren Schwankungen um eine mittlere Temperatur in der Schaltung kommt. Dies bedingt dann größere Temperaturmaxima, als bei hoher Frequenz, bei der die Temperaturschwankungen um den gleichen Mittelwert wesentlich kleiner sind. Dies kann man sich verdeutlichen, wenn man die Frequenz gegen Null gehen lässt, da man dann den Fall einer konstanten Heizung hat. Die Ergebnisse können auch analytisch aus der Wärmeleitungsgleichung hergeleitet werden und es ergibt sich für die Temperaturschwankung  $\Delta T \sim \omega^{-1}$ .



Aus diesen Ergebnissen lässt sich also folgern, dass niedrigere Frequenzen zu kurzzeitig höheren lokalen Temperaturen im supraleitenden Film führen. Dies bedingt dann das stärkere Flusseindringen am Probenrand.

Eine Bestätigung der thermischen Ursachen lassen sich auch in den Messungen an  $\text{MgB}_2$  finden, auf die im nächsten Kapitel eingegangen werden soll.

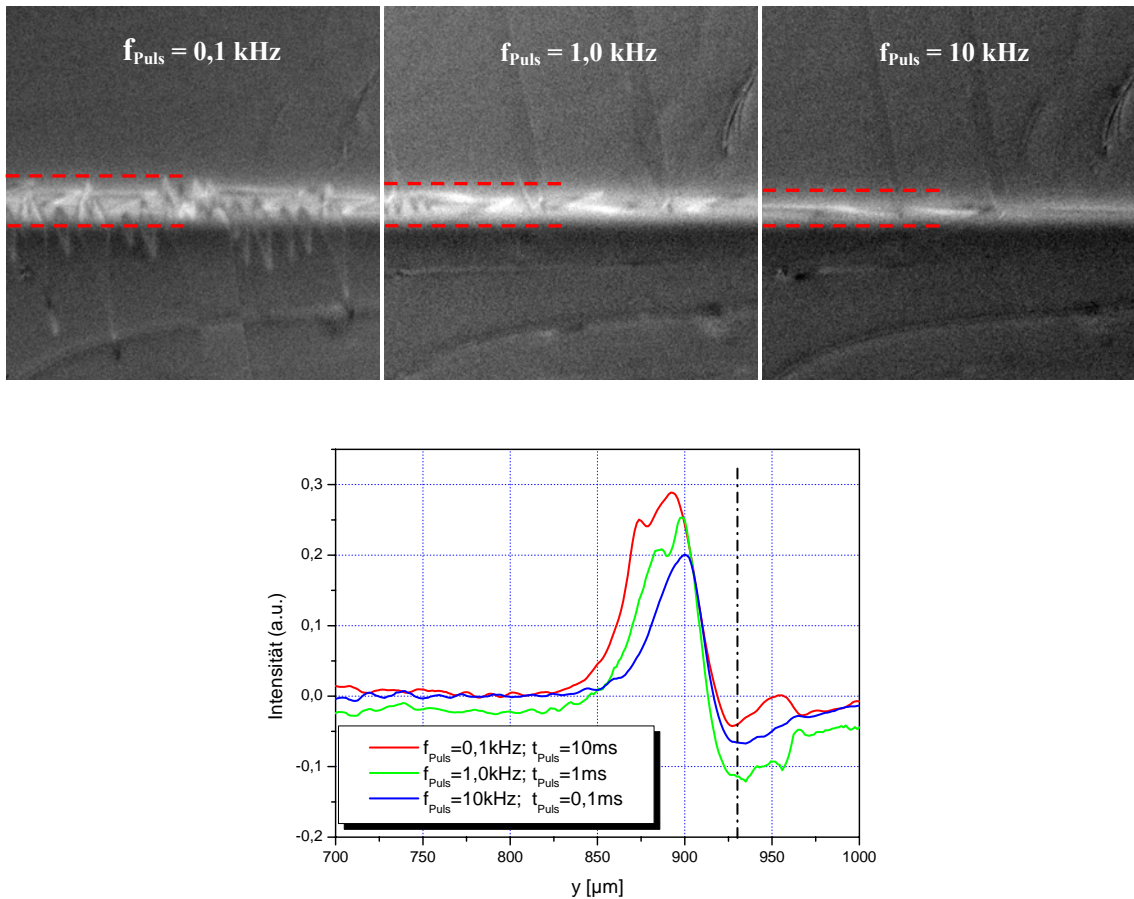


Abbildung 5.25: Oben: Magneto-optische Aufnahmen der unteren Probenkante nach einem Frequenzpuls mit  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$ ,  $f_{\text{Puls}} = 1,0 \text{ kHz}$  und  $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$  und jeweils einer Wellenperiode. Unten: zugehörige Flussdichteprofile.

## 5.2 Einfluss von Frequenzfeldern auf das Flusseindringen in $\text{MgB}_2$

Bei dem Supraleiter  $\text{MgB}_2$  muss grundsätzlich zwischen zwei Arten des Flusseindringens unterschieden werden. Im gesamten Temperaturbereich unterhalb der Sprungtemperatur  $T_c$  zeigt sich ein homogenes Eindringen des Magnetfelds. Dieses Verhalten kann äquivalent zu dem, in den obigen Kapiteln betrachteten Supraleiter  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  beschrieben werden. Zusätzlich dringt aber unterhalb von etwa 10 K Fluss in Form so genannter Dendriten in den SL ein. Erste Anzeichen für ein solches Verhalten gab es bei Magnetisierungsmessungen<sup>[Jin01]</sup>, bei welchen unregelmäßige Sprünge in der Magnetisierungskurve festgestellt wurden. Bald darauf konnte die Dendritenbildung erstmals magnetooptisch beobachtet werden<sup>[Joh02]</sup>.

Abbildung 5.26 zeigt zweimal die gleiche quadratisch strukturierte  $\text{MgB}_2$ -Probe. In der linken Aufnahme dringt der Fluss rein homogen in den Supraleiter ein. Leicht zu erkennen ist die für quadratische Geometrien typische Kissenform (vgl. Kap.5.1.1). Anders als bei YBCO erhält man bei  $\text{MgB}_2$ -Proben aber keine gerade Flussfront, das Flusseindringen ist hier von einer streifenförmigen Struktur geprägt. Dies kann auf die Qualität der supraleitenden Schichten zurückgeführt werden. Bei den YBCO-Proben handelt es sich um großflächig homogen abgeschiedene Filme, während bei  $\text{MgB}_2$  eine nanokristalline Struktur vorherrscht. So finden sich in der Probe Bereiche mit stark unterschiedlichen supraleitenden Eigenschaften. Das streifenförmige Eindringen kann dann äquivalent zu Abbildung 5.7 beschrieben werden. Die Stromlinien des Abschirmstroms laufen parallel zu den Probenkanten sowie zu Defekten oder normal leitenden Körnern. Es kommt zu einer Krümmung der Stromlinien und zu einer verringerten Abschirmwirkung an den gekrümmten Bereichen, sowie zu einer verbesserten an den „Ecken“ der Strombahnen.

Die rechte magnetooptische Aufnahme in Abbildung 5.26 zeigt wiederum homogenes Eindringen an den Probenkanten, zusätzlich aber eine baumförmige, verzweigte Struktur, die fast bis in die Probenmitte reicht. Hierbei handelt es sich um einen Dendriten. Die Ursache solcher Dendriten liegt nach derzeitigen Theorien in dem Auftreten von thermomagnetischen Instabilitäten und es gibt deutliche Hinweise, dass es sich dabei um so genannte selbstorganisierte kritische Systeme (self organized criticality SOC) handelt (siehe hierzu auch [Alt04], [Hei06]). Qualitativ lässt sich der Vorgang wie folgt darstellen. Durch die Bewegung eines Flussschlauchs kommt es zu lokaler Dissipation von Energie. Diese wiederum verhilft anderen Flussschläuchen sich

von Ihren Pinningzentren zu lösen und sich ebenfalls zu bewegen. Es kommt zu einer positiven Rückkopplung, an deren Ende sich eine Flussschlauchlawine, also ein Dendrit ergibt.

In dieser Arbeit soll nun der Einfluss eines Hochfrequenzfeldes auf das Flusseindringen in  $\text{MgB}_2$  untersucht werden. Hierzu wird zunächst der Einfluss auf das homogene Eindringen untersucht, im nächsten Kapitel dann der Einfluss auf die Dendritenbildung.

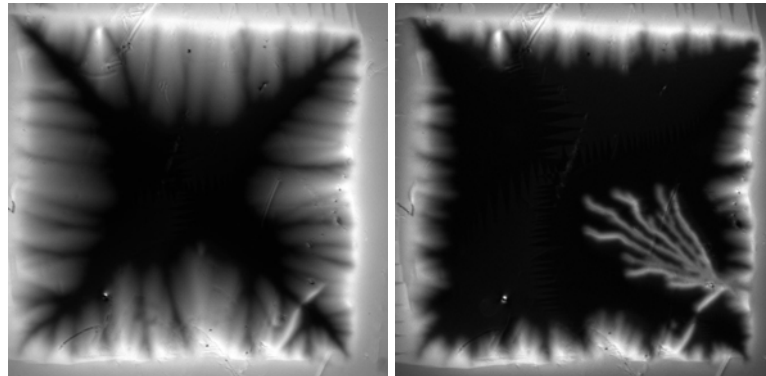


Abbildung 5.26: Magneto-optische Aufnahmen einer quadratisch strukturierten  $\text{MgB}_2$ -Probe. Das linke Bild zeigt ein rein homogenes Eindringen, das rechte sowohl homogenes Eindringen an den Probenrändern, als auch einen Dendriten an der rechten unteren Kante.

### 5.2.1 Einfluss von Frequenzfeldern auf das homogene Flusseindringen in $\text{MgB}_2$

Zur Untersuchung des Einflusses von Frequenzfeldern auf das Flusseindringen in  $\text{MgB}_2$ , wurde der in Kapitel 3.4.4 beschriebene hochauflösende Messaufbau verwendet. Aus Gründen der benötigten tiefen Temperaturen wurde diesmal aber auf eine direkt unter der Probe angebrachte Spule verzichtet. Stattdessen wurde eine kleine Kupferspule mit einem Durchmesser  $d_{\text{Spule}} = 10 \text{ mm}$  so auf dem Kaltfinger des Kryostaten angebracht, dass die, mit dem Kaltfinger nun direkt kontaktierte Probe, in deren Zentrum lag.

Die in den folgenden Abbildungen gezeigten magnetooptischen Aufnahmen wurden an einem durch Laserablation hergestellten  $\text{MgB}_2$ -Film mit einer Schichtdicke von 500 nm gemacht. Die Schicht bedeckte dabei nur etwa eine Hälfte des gesamten Substrats ( $m_{\text{ganz}} = 12,35 \text{ g}$ ), später wurde die leere Hälfte ( $m_{\text{halb}} = 6,05 \text{ g}$ ) entfernt und die Untersuchungen wiederholt.

### Einfluss der Frequenz:

Zunächst sollte der Einfluss verschiedener Frequenzen auf das homogene Eindringverhalten des Magnetfeldes untersucht werden. In Abbildung 5.27 sind exemplarisch magnetooptische Aufnahmen der im Nullfeld auf  $T = 2,5$  K gekühlten Probe auf ganzem Substrat gezeigt. Für diese Aufnahmen wurde ein externes Magnetfeld von  $B_{\text{ext}} = 5$  mT eingestellt, dann wurden jeweils Frequenzpulse verschiedener Frequenzen, aber gleicher Länge ( $t_{\text{Puls}} = 100$  ms) und Amplitude ausgelöst. Die Aufnahmen zeigen den Zustand nach dem Puls.

Es ist leicht zu erkennen, dass in den Bereichen, in denen das homogene Flusseindringen nicht durch Dendritenbildungen gestört wurde, kleinere Frequenzen ein stärkeres homogenes Eindringen verursachen. Dies wird durch das Intensitätsprofil entlang der roten Linie (von links nach rechts) in der Aufnahme für  $f_{\text{Puls}} = 0,1$  kHz noch mal verdeutlicht. Der schwarze Pfeil im Profil zeigt die Entwicklung der Flussfront bei steigender Frequenz.

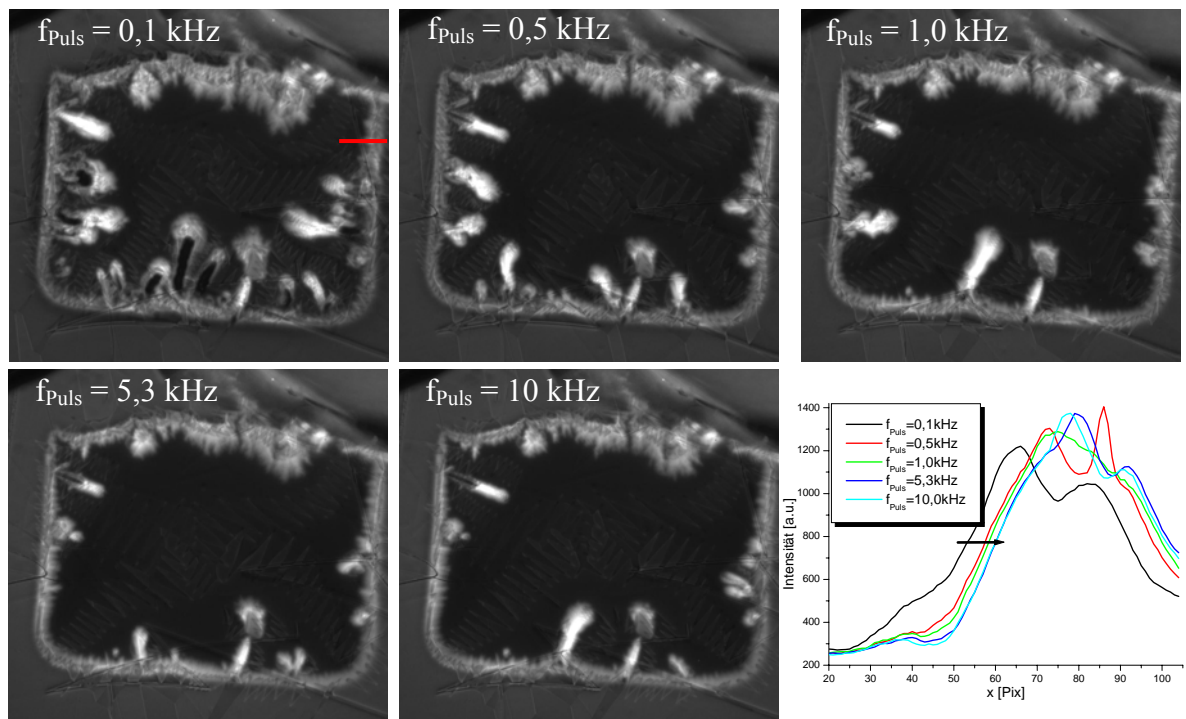


Abbildung 5.27: Einfluss der Frequenz auf das homogene Flusseindringen in  $\text{MgB}_2$ . Die magnetooptischen Aufnahmen zeigen eine im Nullfeld auf  $T = 2,5$  K gekühlte  $\text{MgB}_2$ -Probe. An diese Probe wurden nach Anlegen eines äußeren Feldes von  $B_{\text{ext}} = 5$  mT, Frequenzpulse verschiedener Frequenz aber gleicher Amplitude und Länge angelegt. Das Intensitätsprofil zeigt das Eindringen der Flussfront in die Probe entlang der roten Linie in Aufnahme a)

Der Grund für das stärkere Eindringen bei niedrigeren Frequenzen liegt, äquivalent zu den Untersuchungen an YBCO, an einem für kleine Frequenzen höheren Brutto-Temperaturhub und dem damit verbundenen niedrigeren Pinningpotential.

Einfluss der Pulsdauer:

In Abbildung 5.28 sind magnetooptische Aufnahmen derselben  $\text{MgB}_2$ -Probe bei verschiedener Dauer des Frequenzpulses gezeigt. Aus Gründen der Verdeutlichung wurden diesmal Aufnahmen des halben Substrats bei einer Temperatur  $T = 4,5 \text{ K}$  ausgewählt. Die gleichen Effekte zeigen sich aber in allen pulslängenabhängigen Aufnahmen.

Die Probe wurde wieder im Nullfeld abgekühlt und, nach Anlegen eines externen Felds  $B_{\text{ext}} = 5 \text{ mT}$  mit Frequenzpulsen gleicher Frequenz ( $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$ ) und Amplitude, aber unterschiedlicher Pulsdauer belastet.

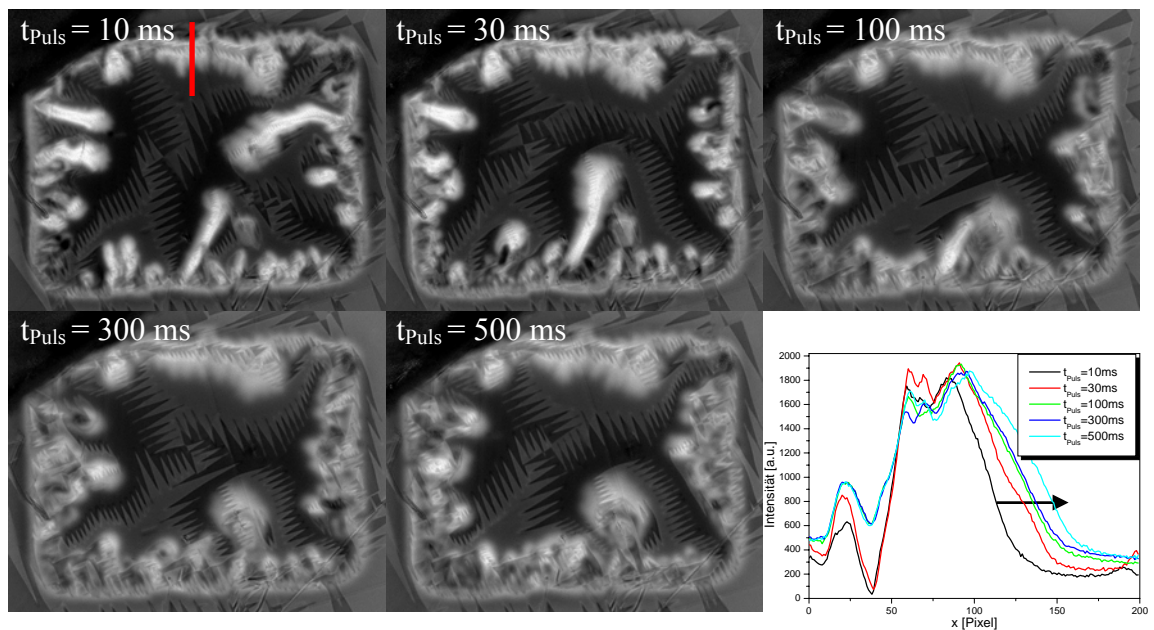


Abbildung 5.28: Einfluss der Pulsdauer auf das homogene Flusseindringen in  $\text{MgB}_2$ . Die magnetooptischen Aufnahmen zeigen eine im Nullfeld auf  $T = 4,5 \text{ K}$  gekühlte  $\text{MgB}_2$ -Probe. An diese Probe wurden nach Anlegen eines äußeren Feldes von  $B_{\text{ext}} = 5 \text{ mT}$ , Frequenzpulse mit einer Frequenz von  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$ , gleicher Amplitude und unterschiedlichen Pulslänge  $t_{\text{Puls}}$  angelegt. Das Intensitätsprofil zeigt das Eindringen der Flussfront in die Probe entlang der roten Linie in Aufnahme a)

Auch hier ist es relativ eindeutig, dass eine längere Pulsdauer auch ein stärkeres homogenes Eindringen bedingt. Dies ist anhand eines Intensitätsprofils entlang der roten Linie (von oben nach unten) in der Aufnahme für  $t_{\text{Puls}} = 10$  ms nochmals verdeutlicht. Es ist deutlich zu sehen, dass sich die Flussfront bei längerer Pulsdauer weiter in Richtung Probenmitte bewegt.

Der Grund hierfür liegt wiederum in der Dissipationsenergie der durch die HF bewegten Flussschläuche. Ist es dem System nicht möglich während der Dauer des Pulses die dabei entstehende Wärme abzuführen, kommt es zu einer Gesamterwärmung der Probe. Dieser Effekt ist umso größer, je länger die Heizdauer, also die Pulslänge ist.

Einfluss der Substratmasse:

Vergleicht man die magnetooptischen Aufnahme bei  $f_{\text{Puls}} = 0,1$  kHz ( $t_{\text{Puls}} = 100$  ms, ganzes Substrat) in Abbildung 5.27 und die Aufnahme bei  $t_{\text{Puls}} = 100$  ms ( $f_{\text{Puls}} = 0,1$  kHz, halbes Substrat) aus Abbildung 5.28, so erkennt man starke Unterschiede im Eindringverhalten. Dies soll anhand der Aufnahmen in Abbildung 5.29 nochmals verdeutlicht werden. Die Bilder zeigen die gleiche Probe, links auf halbem und rechts auf ganzem Substrat, bei sonst aber exakt gleichen Randbedingungen. Der Unterschied im Eindringverhalten ist deutlich zu sehen. Der Grund für diesen Effekt liegt in der Funktion des Substrats als Kältereservoir begründet. Im Bereich der Zeitskala des Frequenzpulses ist es dem System nicht möglich, Wärme über den relativ hohen thermischen Grenzflächenwiderstand zwischen Substrat und Kaltfinger abzugeben. Somit kann die während dem Puls dissipierte Energie nur an das Substrat abgegeben werden. Da bei halbem Substrat nur die Hälfte der Wärmekapazität zur Verfügung steht, kommt es zu einer stärkeren Temperaturerhöhung und somit zu verstärktem Flusseindringen.

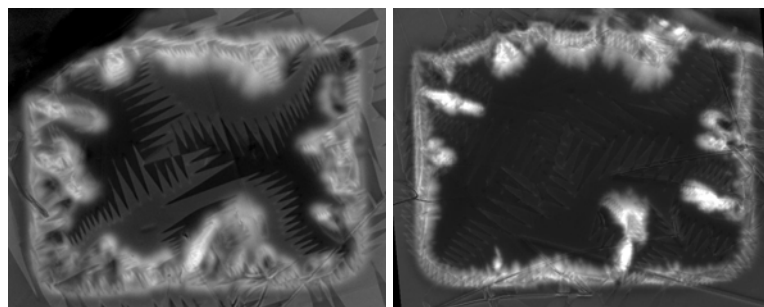


Abbildung 5.29: Einfluss der Substratmasse auf das homogene Flusseindringen in  $\text{MgB}_2$ . Die magnetooptischen Aufnahmen zeigen die gleiche  $\text{MgB}_2$ -Probe, links bei einer Substratmasse von  $m_{\text{halb}} = 6,05$  g und rechts bei einer Substratmasse von  $m_{\text{ganz}} = 12,35$  g. Beide Aufnahmen wurden bei  $T = 4,5\text{K}$ ,  $B_{\text{ext}} = 5$  mT und nach einem Frequenzpuls mit  $f_{\text{Puls}} = 0,1$  kHz und  $t_{\text{Puls}} = 100$  ms gemacht.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass aufgrund des induzierten Frequenzpulses Energie dissipiert wird, welche umso höher ist, je kleiner die Frequenz und je länger die Pulsdauer ist. Da die Wärme während des Pulses nur an das Substrat abgegeben werden kann, kommt es zu einer höheren Erwärmung bei niedrigerer Substratmasse.

Sieht man sich die Bildfolgen in Abbildung 5.27 und Abbildung 5.28 an, so kann man aber auch einen Einfluss der Frequenz und der Pulslänge auf Anzahl und Form der gebildeten Dendriten erkennen. Dieser Einfluss soll im nächsten Abschnitt näher untersucht werden.

### 5.2.2 Einfluss von Frequenzfeldern auf die Dendritenbildung in $\text{MgB}_2$

Die Bildung von Dendriten in  $\text{MgB}_2$  ist eine viel untersuchte Thematik verschiedener Forschungsgruppen. Zwar ist dieses Phänomen auch schon von anderen HTSL bekannt (z.B.  $\text{YBCO}$  <sup>[Bo100]</sup>,  $\text{BSCCO}$  <sup>[Bie05]</sup> oder  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  <sup>[Rud03]</sup>), meist sind aber sehr viel höhere Felder und/oder niedrigere Temperaturen notwendig, um Dendriten zu erzeugen. Betrachtet man die Ergebnisse der einzelnen Forschungsgruppen, so kann man verschiedene Voraussetzungen ausmachen, die zur Bildung von Dendriten in  $\text{MgB}_2$  notwendig sind:

- Die Temperatur der Probe muss kleiner 10 K sein. Erst ab dieser Schwellentemperatur kommt es zur Ausbildung von Dendriten. Die Form der Dendriten in diesem Temperaturbereich ist dabei sehr zweidimensional, also stark verzweigt. Ab einer Temperatur von etwa 4 K nehmen die Dendriten eine quasi eindimensionale Form an. Diese phänomenologischen Ergebnisse konnten Johansen et al. <sup>[Joh02]</sup> durch Simulationen reproduzieren, bei welchen sie thermomagnetische Instabilitäten als Ursache angenommen haben.
- Es existiert ein geometrie- und temperaturabhängiges Schwellenfeld, ab welchem eine Nukleation von Dendriten möglich ist <sup>[Bar03]</sup>. Das Schwellenfeld ist dabei umso höher, je höher die Temperatur des Systems und je geringer die laterale Ausdehnung. Ebenfalls hat sich gezeigt, dass das Schwellenfeld von der zeitlichen Rampe mit der das äußere Feld eingestellt wird abhängt <sup>[Hei06][Den06]</sup>. Je schneller dies geschieht, je steiler also die Rampe, desto höher ist das zugehörige Schwellenfeld. Es handelt sich hier also um ein träges System.
- Die Dendritenbildung und –ausbreitung wird unterdrückt, wenn die Probe mit einer thermisch gut leitenden Schicht bedeckt ist <sup>[Baz02]</sup>. Dies zeigt, dass die Ursache der Dendritenbildung in einer lokalen Erwärmung aufgrund der Flussschlauchbewegung begründet liegt.

In diesem Abschnitt soll nun geklärt werden, ob es möglich ist Dendriten durch Frequenzpulse auszulösen und welcher Zusammenhang sich dabei zu Frequenz, Pulsdauer und Amplitude ergibt.

Um zu untersuchen, ob es möglich ist Dendriten mittels eines Frequenzpulses auszulösen, wurden magnetooptische Aufnahmen mit Hilfe einer Spezialkamera gemacht. Mit dieser war es möglich, bis zu 1000 Bilder in sehr schneller Folge aufzunehmen. Die minimale Aufnahmezeit war dabei auf etwa 5 ms beschränkt, um noch ein akzeptables Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

Für die Aufnahmen in Abbildung 5.30 wurde eine quadratische  $\text{MgB}_2$ -Probe wie in den oberen Abschnitten beschrieben, in der Mitte der Frequenzspule mit dem Kaltfinger kontaktiert. Die Probe wurde auf eine Temperatur  $T = 2,5 \text{ K}$  abgekühlt und einem externen Feld  $B_{\text{ext}} = 5,7 \text{ mT}$  ausgesetzt. Daraufhin wurde ein Frequenzpuls mit  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$ ,  $t_{\text{Puls}} = 500 \text{ ms}$  und einem Amplitudenfeld von  $B_{\text{Puls}} = \pm 11 \text{ mT}$  ausgelöst. Die Kamera wurde dabei auf den Beginn einer jeden (in diesem Fall) negativen Halbwelle getriggert.

Die Aufnahmen in Abbildung 5.30 zeigen die dritte, vierte, fünfte, 12te, 13te, 40te und 41te negative Halbwelle des gesamten Pulses und stellen jene Zeitpunkte dar, an denen es zu einer Nukleation eines Dendriten kam. Die weißen Pfeile kennzeichnen den Ort der jeweiligen Entstehung. Die im Bild der dritten Halbwelle zu sehenden Dendriten, diese sind gut daran zu erkennen, dass sie weit über das homogene Eindringen hinaus ragen, entstehen bereits im Verlauf der ersten Halbwelle, also wenn das Gesamtfeld  $B_{\text{ges}} = B_{\text{ext}} + B_{\text{Puls}}$  das erste Mal sein Maximum erreicht. Diese Struktur bleibt über drei Wellenzyklen unverändert, bis dann während der vierten negativen Halbwelle ein weiterer Dendrit auf der rechten Seite entsteht (s. Pfeil in Bild 4). Dass die Nukleation erst im Verlauf dieser Halbwelle vonstatten geht, ist an der verminderten Intensität im Vergleich zur Endintensität in Bild 5 zu sehen (s. Pfeil). Der Dendrit ist folglich erst entstanden, nachdem bereits einige Millisekunden der gesamten 5 ms Aufnahmezeit vergangen waren. Auch dieses Bild bleibt dann über sieben Wellenzyklen unverändert, bis in Halbwelle 12 ein weiterer Dendrit entsteht. Der letzte Dendrit in dieser Messung nukleierte nach weiteren, insgesamt 28 Wellenzyklen in Halbwelle 40.

Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass auch noch nach dem ersten Erreichen des maximalen Gesamtfelds, eine Dendritenbildung durch das Frequenzfeld ausgelöst werden kann. Dies wird auf eine lokale Erwärmung aufgrund der, durch das Frequenzfeld bewegten Flussschläuche zurückgeführt. Dabei ist es nicht notwendig, dass die Erwärmung sehr schnell geschieht. Auch nach mehreren 100 ms (in diesem Fall 400 ms) kann es noch zu spontaner Dendritenbildung kommen. Das setzt voraus, dass es bei der Flussschlauchbewegung nur zu einer rein lokalen Erwärmung kommt



und die thermische Diffusion sehr klein ist. Zu erwähnen ist dabei noch, dass es während des Pulses zu keiner Gesamterwärmung der Probe kam. Dies ist ersichtlich, wenn man das Intensitätsprofil der Flussfront aus der Aufnahme der zweiten Halbwelle mit dem Profil der Aufnahme aus HW 51 vergleicht (Abbildung 5.31). Die Flussfront beider Profile liegt übereinander, es hat also kein erhöhtes homogenes Eindringen aufgrund einer Erwärmung stattgefunden.

Diese Messungen sind der Beweis, dass die Nukleation von Dendriten auch thermischen Ursprungs sein kann.

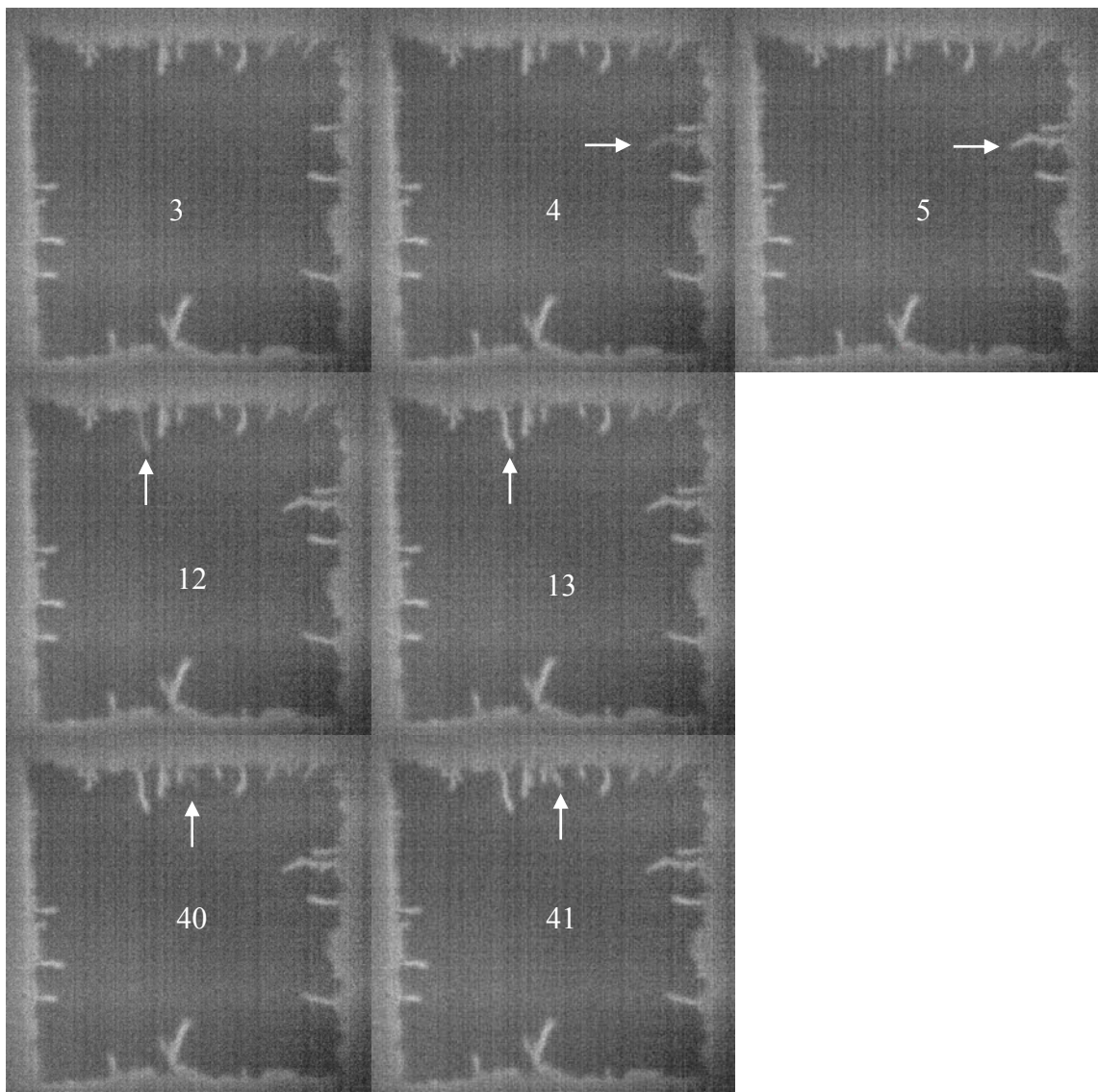


Abbildung 5.30: Halbwellenaufgelöste Untersuchung der Dendritenbildung unter Einfluss eines Frequenzpulses. Die Ziffern in der Mitte der Aufnahmen geben den Index der  $n$ -ten Halbwelle an, Pfeile markieren den Ort der Entstehung eines neuen Dendriten.

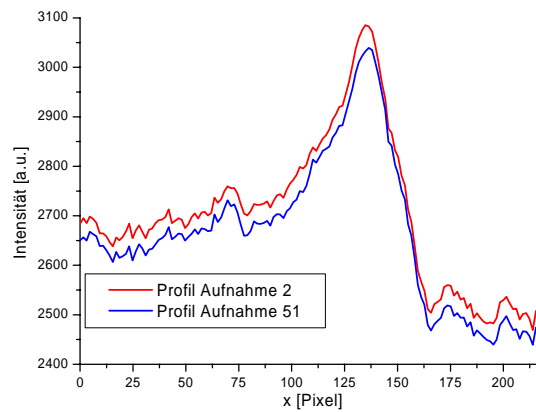


Abbildung 5.31: Vergleich der Profile der homogenen Flussfront aus dem Bild der zweiten HW und dem Bild der 51ten HW

#### Einfluss von Frequenz und Pulsdauer:

Wie die vorangegangenen Messungen gezeigt haben, lassen sich Dendriten durch Anlegen eines Hochfrequenzfeldes auslösen. Welche Rolle spielt dabei die Frequenz und die Pulsdauer?

Um Aussagen über die wirkenden magnetischen Felder treffen zu können, wurde zunächst eine Kalibrierung der Frequenzspule durchgeführt. Dies geschah mit Hilfe einer Hallsonde, die am Ort der Probe untergebracht war und in etwa die gleichen lateralen Dimensionen wie die untersuchte Schicht hatte. Dann wurde die Dendritenbildung in einer  $\text{MgB}_2$ -Probe zunächst im externen Feld und anschließend unter Einfluss von Frequenzpulsen mit  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$ ,  $t_{\text{Puls}} = 10 \text{ ms}$  sowie  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$ ,  $t_{\text{Puls}} = 1000 \text{ ms}$  beobachtet. Die Probe wurde dazu im Nullfeld auf eine Temperatur von  $4,5 \text{ K}$  abgekühlt. Für die Untersuchungen im externen Feld wurden in Schrittwerten von  $0,1 \text{ mT}$  magnetooptische Aufnahmen gemacht und bei der Entstehung eines Dendriten das entsprechend eingestellte Feld notiert. Bei den Untersuchungen im Frequenzfeld wurde zunächst ein externes Magnetfeld von  $B_{\text{ext}} = 3 \text{ mT}$  eingestellt, bei dem es noch zu keiner Dendritenbildung kam. Dann wurden Frequenzpulse mit jeweils um  $0,2 \text{ mT}$  höherer Amplitude ausgelöst, und direkt anschließend die magnetooptische Aufnahme gemacht. Bei Entstehung eines Dendriten wurde das Gesamtfeld, das sich aus Addition von eingestelltem externen Feld und dem maximalen Amplitudenfeld der Frequenzspule ergibt, notiert. In Abbildung 5.32 sind die jeweiligen Auslösefelder für die rein feldinduzierten Dendriten (rote Symbole), sowie für die frequenzinduzierten Dendriten (blau –  $10 \text{ ms}$ , grün –  $1000 \text{ ms}$ ) aufgetragen. Wie man erkennen kann, liegen die Auslösefelder der frequenzinduzierten Dendriten z.T. weit über den Werten der feldinduzierten Dendriten. Auffällig ist auch, dass sich die Werte der Auslösefelder für lange Frequenzpulse wiederum jenen für ein rein externes Feld annähern. Wie lassen

sich diese Auffälligkeiten erklären? Zunächst konnte, wie bereits in der Einführung erwähnt, gezeigt werden, dass der Betrag des Schwellenfelds, also das Feld das nötig ist um einen Dendriten auszulösen, von der Geschwindigkeit der Feldänderung abhängt <sup>[Den06]</sup>. Je steiler die Feldrampe, desto höher das entsprechende Schwellenfeld. Da man aber bei Anlegen eines Frequenzfelds effektiv das Feld um den Mittelwert  $B_{\text{ext}}$  mit hoher Frequenz oszillieren lässt, ist dies gleichbedeutend mit steilen Feldrampen, also hohen Schwellenfeldern. Wieso liegen aber die Auslösefelder der langen Frequenzpulse unterhalb derer kurzer Pulse mit gleicher Frequenz? Wie man in den vorangegangenen Messungen gesehen hat, kommt es auch nach Überschreiten des ersten Maximalwertes, aufgrund thermischer Ursachen, noch zur Auslösung von Dendriten. Die Wahrscheinlichkeit innerhalb eines 100fach längeren Pulses eine magnetische Instabilität auszulösen, sind aus diesen Gründen weitaus größer und senken damit das benötigte Auslösefeld herab.

In Abbildung 5.33 sind magnetooptische Aufnahmen der Dendritenbildung einer weiteren, auf 4,5 K gekühlten,  $\text{MgB}_2$ -Probe gezeigt. Die linken Aufnahmen zeigen die Probe nach einem Frequenzpuls mit  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$  und  $t_{\text{Puls}} = 100 \text{ ms}$  (oben), bzw.  $t_{\text{Puls}} = 1 \text{ s}$  (unten), die mittleren Aufnahmen entsprechen einem Frequenzpuls von  $f_{\text{Puls}} = 1 \text{ kHz}$  bei gleichen Pulslängen, die rechten Aufnahmen einem Puls mit  $f_{\text{Puls}} = 10 \text{ kHz}$ . Man kann gut erkennen, dass es bei kleinen Frequenzen zu einer weit deutlicheren Dendritenbildung als bei hohen kommt. Hier soll das Augenmerk besonders auch auf den oberen Kantenbereich der Probe bei  $f_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ kHz}$  gelegt werden. Dort ist eine ausgeprägte Hell-Dunkel-Struktur auszumachen, die weit in die Probe hinein reicht. Hierbei handelt es sich nicht, wie man annehmen könnte, um homogenes Flusseindringen, sondern um eine Vielzahl sich überlagernder positiver und negativer Dendriten. Negative Dendriten kommen zustande, wenn das Feld abgesenkt wird, wie etwa bei der negativen Flanke des sinusförmigen Pulsverlaufs. Dadurch werden Flussschläuche umgekehrter Flussrichtung in den SL gedrückt, welche ihrerseits Flussschlauchlawinen auslösen können. Die stärkere Dendritenbildung für kürzere Frequenzen ist wiederum ersichtlich, wenn man sich den zeitlichen Verlauf der induzierten Felder ansieht. Je höher die Frequenz, desto steiler sind die Feldrampen und somit das jeweilige Auslösefeld.

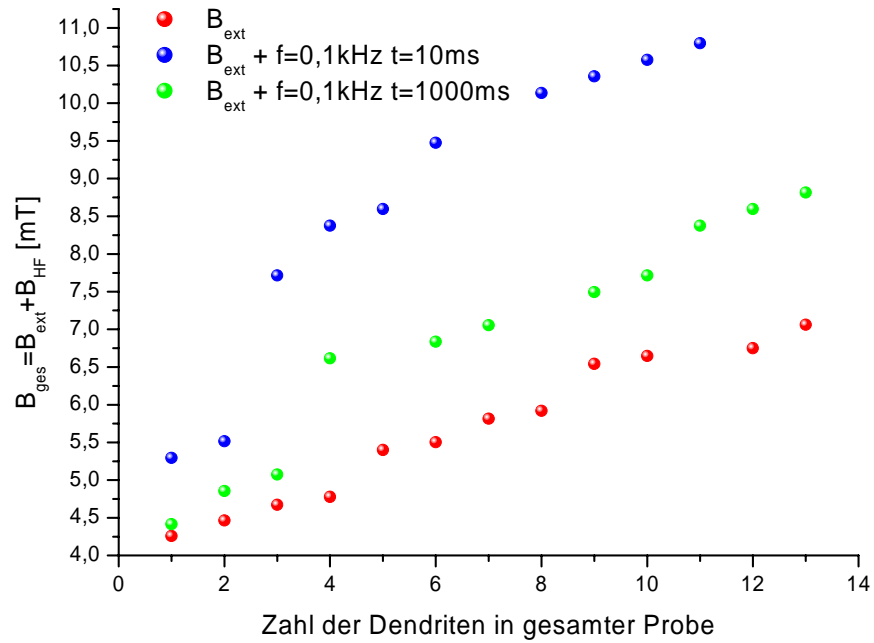


Abbildung 5.32: Zur Bildung von Dendriten benötigtes Magnetfeld. Rote Symbole kennzeichnen das eingestellte externe Feld bei der Entstehung der Dendriten, blaue und grüne Symbole das Gesamtfeld aus konstantem externen Feld plus maximalem Amplitudenfeld der Frequenzspule, für eine Pulsdauer von 10 bzw. 1000 ms.

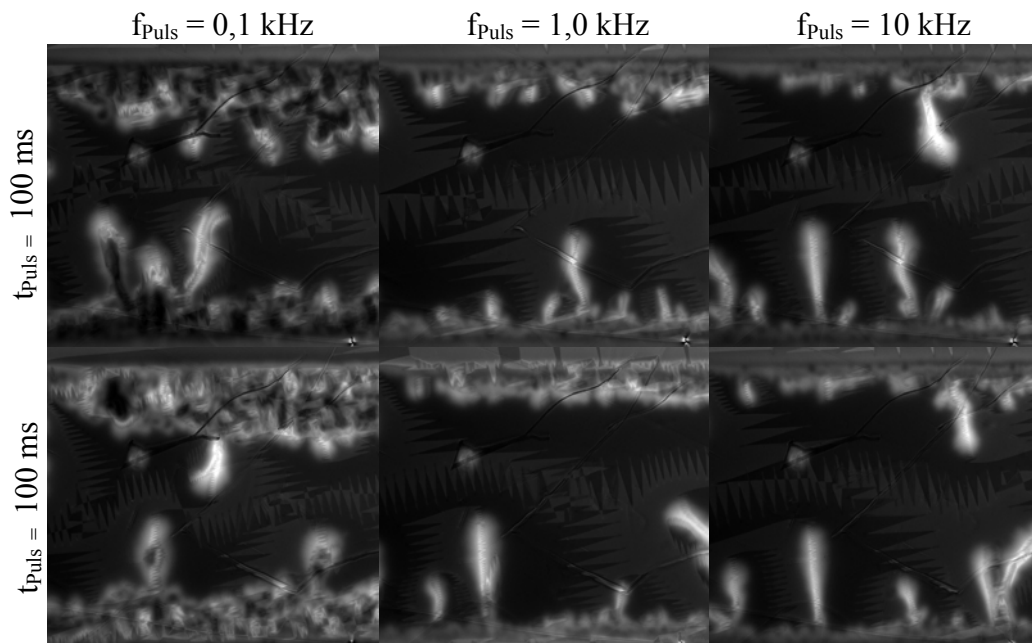


Abbildung 5.33: Magneto-optische Aufnahmen der Dendritenbildung bei unterschiedlichen Frequenzen (von links nach rechts: 0,1 kHz, 1 kHz und 10 kHz) und unterschiedlichen Pulslängen (oben 100 ms, unten 1 s)

## 6 ZUSAMMENFASSUNG DER MESSERGEBNISSE

Das Ziel der hier vorliegenden Arbeit war es, den Einfluss von Frequenzfeldern auf das magnetische Eindringverhalten in YBCO sowie  $\text{MgB}_2$  mittels des magnetooptischen Verfahrens zu untersuchen. Hierzu wurde zum einen ein vorhandener Messaufbau genutzt, mit dem es möglich war Proben mit einer anwendungsnahen Größe zu untersuchen. Um aber auch mit hoher lateraler Auflösung, sowie unterhalb der minimal erreichbaren Temperaturen von etwa 40 K im Großkryostaten messen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Messplatz konzipiert. Dieser basiert auf einem He-Durchflusskryostaten mit einer minimal erreichbaren Temperatur von etwa 2,5 K am Ort der Probe, einem frei hängenden Polarisationsmikroskop mit hohem Arbeitsabstand, sowie einer qualitativ hochwertigen CCD-Kamera im Paket mit einer Bilderfassungs- und Analysesoftware. Später wurde dieser Messplatz noch dahingehend modifiziert, dass automatische Messungen der Intensitätsabhängigkeit von der Polarisatorstellung möglich waren. Dies diente unter anderem als Basis, um auch quantitative magnetooptische Messungen durchführen zu können. Hierbei wird aus der aufgenommenen Intensitätsverteilung die Magnetfeldverteilung berechnet.

Im Laufe der Untersuchungen hat sich gezeigt, dass die im Supraleiter fließenden Ströme einen starken Einfluss auf dessen Verhalten haben. Um hierüber ebenfalls qualitative sowie quantitative Aussagen treffen zu können, wurde ein Programm auf Basis des von Joos et al. <sup>[Joo98]</sup> entwickelten numerischen Verfahrens zur Inversion des Biot-Savart'schen Gesetzes geschrieben. Damit konnte aus der gemessenen Flussdichteverteilung die Stromdichteverteilung im Supraleiter berechnet werden.

Die Untersuchungen dieser Arbeit teilten sich in zwei Hauptkategorien auf. Zum einen sollte der Einfluss von Frequenzfeldern auf das Verhalten von langgestreckten YBCO-Proben untersucht werden. Ein besonderes Augenmerk wurde dabei auf das Zusammenwirken von Frequenz und Vorstrom gelegt, da dies den, in einer möglichen Anwendung am wahrscheinlichsten auftretenden Zustand darstellt. Hierfür wurden erstmalig magnetooptische Untersuchungen an Transportstrom belasteten YBCO-Proben unter Einfluss von Frequenzpulsen durchgeführt. Die aus den Messungen gewonnen Ergebnisse können wie folgt zusammengefasst werden:

- Der angelegte Frequenzpuls wirkt besonders auf Bereiche mit erhöhter Defektdichte. Grund hierfür ist die erhöhte Flussdichte in diesen Bereichen. Ein durch den Frequenzpuls induzierter Strom wechselwirkt mit den hier vorhandenen Flussschläuchen und es wird Energie dissipiert.
- Der durch den Frequenzpuls induzierte Strom fließt ringförmig innerhalb der Supraleiterbahn. Dadurch kommt es zu einer Addition oder Subtraktion, je nach

Frequenzhalbwellen und Supraleiterseite, des Vorstroms mit dem auftretenden Ringstrom.

- Der entstehende ringförmige Wechselstrom weist entsprechend dem Induktionsgesetz eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  gegenüber der verursachenden Feldfrequenz auf.
- Durch die Addition von Vorstrom und Frequenzstrom werden überkritische Stromdichten erreicht, sodass sich pro Frequenzhalbwellen jeweils eine Supraleiterseite kurzzeitig im freien Flux Flow befindet. Dadurch wird Energie dissipiert und weiterer Fluss kann in den Supraleiter eindringen.
- Die induzierten Strombahnen folgen dem Verlauf der verwendeten elliptischen Frequenzspulen. Dadurch kommt es zu einem vermehrten Flusseindringen im Bereich der kleinen Halbachse der verwendeten Frequenzspule.
- Im teilremanenten Zustand, d.h. nach Ende des Frequenzpulses bei weiterhin angelegtem Feld oder Strom, entsteht in einem begrenzten Bereich am Probenrand ein gegensätzlich fließender Strom. Die Fläche dieses Bereichs ist dabei nur von der Frequenzamplitude abhängig.
- Durch den Frequenzpuls werden im Randbereich des Supraleiters Flussfäden hinein und wieder heraus geschoben. Das dadurch entstehende elektrische Feld verursacht einen Widerstand in der Probe, wodurch sich ein Rückkopplungseffekt mit einem anliegenden Transportstrom ergibt. Durch den anliegenden Strom entsteht in diesem Bereich zusätzliche Wärme, weitere Flussfäden können in die Probe dringen.
- Da die, durch den Frequenzpuls induzierten Ströme primär in den Randbereichen des Supraleiters fließen, haben Defekte in diesen Bereichen einen stärkeren Einfluss als in der Probenmitte. Ein Defekt am Rand bewirkt eine starke Stromumverteilung um den Defekt, weiterer Fluss kann in die Probe eindringen.
- Niedrigere Frequenzen verursachen ein höheres Feldeindringen, da der Temperaturhub aufgrund von Dissipation pro Halbwelle höher ist, als für hohe Frequenzen.

Durch den Frequenzpuls werden also Ströme im Supraleiter induziert und zusätzlicher Fluss kann in die Probe eindringen. Durch Flussfadenbewegungen und der Wechselwirkung von Transportstrom mit auftretendem Widerstand entsteht Wärme, die lokal begrenzt dissipiert wird. Ist der Rückkopplungseffekt groß genug, kann dies den Übergang in die Normalleitung bewirken.

Weiterhin sollte der Einfluss von Frequenzpulsen auf das Verhalten von supraleitenden  $\text{MgB}_2$ -Proben untersucht werden. Dabei wurde sowohl der Einfluss auf das homogene Flusseindringen untersucht, als auch dessen Effekt auf die Dendritenbildung.

Bei den Messungen zum homogenen Eindringen fanden sich ähnliche Ergebnisse wie für YBCO. Ein erhöhtes Flusseindringen ergibt sich dabei primär aufgrund einer Wärmeentwicklung während des Frequenzpulses. Somit haben sowohl längere Pulsdauern als auch niedrigere Frequenzen (s.o.) ein stärkeres Flusseindringen zur Folge. Entstehende Wärme wird dabei hauptsächlich an das Substrat abgegeben, sodass die gleichen Messungen mit halber Substratmasse allgemein ein stärkeres Flusseindringen zeigten.

Bei den Untersuchungen zur Dendritenbildung konnte gezeigt werden, dass es möglich ist mittels eines Frequenzpulses Dendriten auszulösen. Dabei kann dies durch die reine Felderhöhung geschehen, dadurch dass das nötige Schwellenfeld erreicht wird. Es konnte aber auch gezeigt werden, dass noch nach mehreren Wellenperioden des angelegten Frequenzpulses Dendriten entstehen können. Hier kommen nur thermische Ursachen in Frage, welche die Instabilitäten auslösen. Dadurch kann die Theorie einer thermomagnetischen Instabilität als Ursache von Dendriten bestätigt werden. Weiterhin hat sich gezeigt, dass die Schwellenfelder zur Auslösung eines Dendriten für Frequenzpulse höher liegen als für langsam ansteigende Magnetfelder. Zudem ist eine Dendritenbildung für niedrige Frequenzen wahrscheinlicher als für hohe. Beides ist eine Folge des rampenabhängigen Schwellenfelds. Je steiler der Anstieg des anliegenden Feldes, desto höher liegt die Schwelle zur Auslösung eines Dendriten<sup>[Den06]</sup>.

## 7 LITERATUR

- [Ale57] P. B. Alers, Phys. Rev. **105**, pp.104 (1957)
- [Alt04] E. Altshuler, T. H. Johansen, Reviews of Modern Physics **76**, pp.471 (2004)
- [Amo02] S. Amoruso, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta, X. Wang, C. Ferdeghini, Applied Physics Letters **80**, pp.4315 (2002)
- [Arn99] N. Arnold, J. Heitz, Journal of Applied Physics **69**, pp.S87 (1999)
- [Ban05] H. Bando, Y. Yamaguchi, N. Shirakawa, T. Yanagisawa, Physica C **412-141**, pp.258 (2005)
- [Bar03] F.L. Barkov, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, P.E. Goa, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee, Physical Review B **67**, pp.064513 (2003)
- [Bar57] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, Physical Review **106**, pp.162 (1957)
- [Baz02] M. Baziljevich, A.V. Bobyl, D.V. Shantsev, E. Altshuler, T.H. Johansen, S.I. Lee, PhysicaC **369**, pp.93 (2002)
- [Baz96] M. Baziljevich, T.H. Johansen, H. Bratsberg, Y. Shen, P. Vase, Applied Physics Letters **69**, pp.3590 (1996)
- [Bea62] C. P. Bean, Physical Review Letters **8**, pp.250 (1962)
- [Bed86] J.G. Bednorz, K.A. Müller, „Possible High  $T_C$ -Superconductivity in the Ba-La-Cu-O-system”, Z. Phys. B **64**, 189 (1986)
- [Ber94] P. Berberich, B. Utz, W. Prusseit, PhysicaC **219**, pp.497 (1994)
- [Bie05] B. Biehler, „Vortexdynamik und Instabilitäten in Hochtemperatur-Supraleitern“, Dissertation Universität Konstanz (2005)
- [Bol00] U. Bolz, J. Eisenmenger, J. Schiessling, B.-U. Runge, P. Leiderer, Physica B **284-288**, pp.757 (2000)
- [Bou01a] F. Bouquet, Y. Wang, R.A. Fischer, D.G. Hinks, J.D. Jorgensen, Europhysics Letters **56**, pp.856 (2001)



- [Bou01b] F. Bouquet, R.A. Fischer, N.E. Phillips, D.G. Hinks, J.D. Jorgensen, *Physical Review Letters* **87**, pp.47001 (2001)
- [Bra91] E. H. Brandt, *PhysicaC* **185**, pp.270 (1991)
- [Bra93] E. H. Brandt, M. Indenbom, *Physical Review B* **48**, pp.12893 (1993)
- [Bra95] E. H.Brandt, *Rep. Prog. Phys.* **58**, pp.1465, (1995)
- [Bra95b] E.H. Brandt, *Physical Review B* **52**, pp.15442 (1995)
- [Brw93a] D.A. Brawner, N.P. Ong, Z.Z. Wang, *Physical Review B* **48**, pp.13188 (1993)
- [Brw93b] D.A. Brawner, N.P. Ong, *Journal of Applied Physics* **73**, pp.3890 (1993)
- [Buc97] W. Buckel, „Supraleitung, Grundlagen und Anwendungen“, Springer Verlag (1997)
- [Cam72] A.M. Campbell, J.E. Evetts, *Advances in Physics* **21**, pp.199 (1972)
- [Can01] P.C. Canfield ..., *Physical Review Letters* **86**, pp.2423 (2001)
- [Cha92] A.M. Chang, H.D. Hallen, H.F. Hess, H.L. Kao, J.Kwo, *Europhysics Letters* **20**, pp.645 (1992)
- [Cho02] H.J. Choi, D. Roundy, H. Sun, M.L. Cohen, S.G. Louie, *Nature* **418**, pp.758 (2002)
- [Chu87] K.M. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.C. Meng, L. Gao, Z.H. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu, *Physical Review Letters* **58**, pp.908 (1987)
- [Col05] E. Collett, “Field Guide to Polarization”, *SPIE Field Guides* **FG05**, SPIE (2005)
- [Den06] D.V. Denisov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, E.-M. Choi, H.-S. Lee, S.-I. Lee, A.V. Bobyl, P.E. Goa, A.A.F. Olsen, T.H. Johansen, *Physical Review Letters* **97**, pp.077002-1 (2006)
- [Dha01] M. Dhallé, P. Toulemonde, C. Beneduce, N. Musolino, M. Decroux, R. Flükiger, *Physica C* **363**, pp.155 (2001)

- [Dil78] J.F. Dillon, *Physics of Magnetic Garnets*, Proceedings of International School of Physics, Enrico Fermi, pp.379 (North-Holland Pub. Company 1978)
- [Dir94] L. Dirnberger, P.E. Dyer, S.R. Farrar, P.H. Key, *Applied Physics A* **59**, pp.311 (1994)
- [Eis01] J. Eisenmenger, P. Leiderer, M. Wallenhorst, H. Dötsch, *Physical Review B* **64**, pp.104503 (2001)
- [For95] A. Forkl, H. Kronmüller, *Physical Review B* **52**, pp.16130 (1995)
- [Ger00] Y.C. Gerstenmaier, G. Wachutka, Sixteenth IEEE Semi-Therm Symposium, pp.50 (2000)
- [Gin50] V. Ginzburg, L. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, pp.1064 (1950)
- [Har92] K. Harada, T. Matsuda, J. Bonevich, M. Igarashi, S. Kondo, *Nature* **360**, pp.51 (1992)
- [Hei01] A. Heinrich, „Passives und Aktives Schalten von YBCO-Filmen“, Dissertation TU München (2001)
- [Hei06] A. Heinrich, “Magnetooptische Materialien und magnetooptische Untersuchungen an Supraleitern“, Habilitation Universität Augsburg (2006)
- [Hes89] H.F. Hess, R.B. Robinson, R.C. Dynes, *Physical Review Letters* **62**, pp.214 (1989)
- [Hie03] A. Hiebl, K. Numssen, H. Kinder, W. Weck, A. Müller, H. Schölderle, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **13**, pp.1879 (2003)
- [Ind90] M.V. Indenbom, N.N. Kolesnikov, M.P. Kulakov, I.G. Naumenko, V.I. Nikitenko, A.A. Polyanskii, N.F. Vershinin, V.K. Vlasko-Vlasov, *PhysicaC* **166**, pp.486 (1990)
- [Jin01] S. Jin, H. Mavoori, C. Bower, R.B. van Dover, *Nature* **411**, pp.563 (2001)
- [Joh02] T.H. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev, P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, M.S. Kim, S.I. Lee, *Europhysics Letters* **59**, pp.599 (2002)

- [Joo02] Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, H. Kronmüller, Rep. Prog. Phys. **65**, pp.651 (2002)
- [Joo96] Ch. Joos, A. Forkl, R. Warthmann, H.U. Habermeier, B. Leibold, H. Kronmüller, Physica C **266**, pp.235 (1996)
- [Joo96b] Ch. Jooss, A. Forkl, H. Kronmüller, Physica C **268**, pp. 87 (1996)
- [Joo98] Ch. Jooss, R. Warthmann, A. Forkl, H. Kronmüller, Physica C **299**, pp.215 (1998)
- [Kam01] M. Kambara, N.H. Babu, E.S. Sadki, J.R. Cooper, H. Minami, D.A. Cardwell, A.M. Campbell, I.H. Inoue, Supercond. Sci. Technol. **14**, L5 (2001)
- [Kam11] H. Kammerlingh-Onnes, Leiden Comm. **120B** (1911)
- [Kar03] J. Karpinski, M. Angst, J. Jun, S.M. Kazakov, R. Puzniak, A. Wisniewski, J. Roos, H. Keller, A. Perucchi, L. Degiorgi, M.R. Eskildsen, P. Bordet, L. Vinnikov, A. Mironov, Superconductor Science and Technology **16**, pp.221 (2003)
- [Kir69] H. Kirchner, Phys. Lett. **30A**, pp.437, (1969) und Phys. Stat. Sol. a **4** (1971)
- [Kro73] H. Kronmüller, R. Schmucker, Physica Status Solidi (b) **57**, pp.667 (1973)
- [Lab68] R. Labusch, Physical Review **170**, pp.470 (1968)
- [Lon35] F. London, H. London, Z. Phys. **96**, pp.359 (1935)
- [Lya02] L. Lyard et al., Physical Review B **66**, pp.180502-1 (2002)
- [Mei33] W. Meissner, W. Ochsenfeld, Naturwissenschaft **21**, pp.787 (1933)
- [Nag01] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu, Nature **410**, pp.63 (2001)
- [Oet77] W. Oettel, „Handbuch der Mikroskopie“, VEB Verlag Technik, pp.277 (1977)
- [Ons31] L. Onsager, Physical Review **37**, pp.405 (1931) und **38**, pp.2265 (1931)

- [Pol90] A.A. Polyanskii, V.K. Vlasko-Vlasov, M.V. Indenbom, V.I. Nikitenko, "Physics and material science of high temperature superconductors", Proceedings of the NATO Advanced Study Institute, pp.131 (1990)
- [Pol99] A.A. Polyanskii, D.M. Feldmann and D.C. Larbalestier, "Handbook of Superconducting Materials", Institute of Physics Publishing (1999)
- [Rot89] B.J. Roth, N.G. Sepulveda, J.P. Wikswo, Journal of Applied Physics **65**, pp.361 (1989)
- [Rud03] I.A. Rudnev, S.V. Antonenko, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, A.E. Primenko, Cryogenics **43**, pp.663 (2003)
- [Sch92] Th. Schuster, M.R. Koblishka, H. Kuhn, B. Ludescher, M. Leghissa, M. Lippert, H. Kronmüller, PhysicaC **196**, pp.373 (1992)
- [Sch94] Th. Schuster, M.V. Indenbom, M.R. Koblishka, H. Kuhn, H. Kronmüller, Physical Review B **49**, pp.3443 (1994)
- [Sch95] Th. Schuster, H. Kuhn, E.H. Brandt, M.V. Indenbom, M. Kläser, G. Müller-Vogt, H.U. Habermeier, H. Kronmüller, A. Forkl, Physical Review B **52**, pp.10375 (1995)
- [Sch96] Th. Schuster, H. Kuhn, E.H. Brandt, Physical Review B **54**, pp.3514 (1996)
- [Sch97] Th. Schuster, H. Kuhn, and E. H. Brandt, S. Klaumünzer, Physical Review B **56**, pp.3413 (1997)
- [Shi00] K. Shinagawa, "Magneto-Optics", Editors: S. Sugano, N. Kojima, Springer (2000)
- [Sol02] A.V. Solugubenko, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, H.R. Ott, Physical Review B **65**, pp.180505-1 (2002)
- [Sor60] W. deSorbo, Phys. Rev. Lett. **4**, pp.406 (1969)
- [Sor97] S.M. Sorley, R.P. Champion, P.J. King, Inst. Phys. Conf. Ser. **158**, pp. 249 (1997)
- [Sui66] J. C. Suits, B. E. Argyle, M. J. Freiser, Journal of Applied Physics **37**, pp.1391 (1966)

- [Tak01] Y. Takano, H. Takeya, H. Fujii, H. Kumakura, T. Hatano, K. Togano, Appl. Phys. Lett. **78**, pp.2914 (2001)
- [The92] H. Theuss, A. Forkl, H. Kronmüller, PhysicaC **190**, pp.345 (1992)
- [Trä66] H. Träuble, U. Essmann, Physica Status Solidi **18**, pp.813 (1966)
- [Wan93] F. Wang, R. Wördenweber, Thin Solid Films **227**, pp.200 (1993)
- [Wel03] U. Welp, A. Rydh, G. Karapetrov, W.K. Kwok, G.W. Crabtree, Physical Review B **67**, pp.012505-1 (2003)
- [Woo98] R.F. Wood, J.N. Leboeuf, D.B. Geohegan, A.A.Purtzky, K.R. Chen, Physical Review B **58**, pp.1533 (1998)
- [Yan02] T.R. Yang, Journal of Modern Physics B **17**, pp.2845, (2002)
- [Zel94] E. Zeldov, J. R. Clem, M. McElfresh, M. Darwin, Physical Review B **49**, pp.9802 (1994)

## ANHANG

Der hier angefügte Programmcode wurde auf Basis des von Joos et al. <sup>[Joo98]</sup> entwickelten Verfahrens zur numerischen Inversion des Biot-Savart'schen Gesetzes geschrieben. Voraussetzung für den Betrieb ist die Installation der freien C-Bibliothek FFTW (<http://fftw.org>) zur diskreten Fourier-Transformation. Weiterhin sieht das Programm eine, von der Software DaVis aus einer Bilddatei erstellte ASCII-Datei als Input vor. Diese Datei enthält eine Header-Zeile in der die Dimension und die Auflösung in x- und y-Richtung angegeben ist, danach folgt die für die Rechnung notwendige Werte-Matrix. Die Werte der Matrix stellen dabei die Farady-Rotation oder den Feldwert an der jeweiligen x-y-Koordinate dar.

Hier soll eine kurze, stichpunktartige Programmbeschreibung zum besseren Verständnis des Codes folgen, dabei wird nur auf die wesentlichen Programmteile eingegangen:

Zeilen 9-11: Definition der Konstanten: Abstand zwischen Supraleiteroberfläche und Indikatoroberfläche, welche die Messebene darstellt, Schichtdicke der supraleitenden Probe, magnetische Feldkonstante  $\mu_0$

Zeilen 37-46: Abfrage des Hanning-Faktors HANNING, der Kalibrationsfaktoren m und  $t_i$ , sowie des eingestellten äußeren Felds  $B_{\text{ext}}$ . HANNING ist dabei der Wert der Abschneidefrequenz eines Hanning-Fensters als Bruchteil der auftretenden Maximalfrequenz. m und  $t_i$  bezeichnen Steigung und Achsenabschnitt bei linearem Rotations-Feld-Zusammenhang

Zeile 51: Auslesen der relevanten Daten aus dem file-header

Zeilen 72-91: Zeilen- und spaltenweises Auslesen der Elemente aus dem Messfile, bei gleichzeitiger Umrechnung in den Feldwert.

Zeile 96: Fourier-Transformation des Messwertarrays

Zeilen 113-114: Berechnung der Abschneidefrequenz als Hanningbruchteil der Nyquist-Frequenz

Zeilen 116-150: Analytische Berechnung des fouriertransformierten Integralkerns, sowie der fouriertransformierten  $j_x$ - und  $j_y$ -Komponenten (s. [Joo98])

Zeilen 132-139: Hanning-Fenster

Zeilen 152-163: Rücktransformationen in den Realraum

Zeilen 166-220: Speicherung des transformierten Integralkerns, der  $j_x$ - und  $j_y$ -Komponente der Stromdichte, sowie des Vektorbetrags von  $j$ .

```
1  #include <stdio.h>
2  #include <stdlib.h>
3  #include <string.h>
4  #include <fftw3.h>
5  #include <math.h>
6
7
8
9  #define ABSTAND .000005 //Abstand zw. ProbenOF und Messpunkt [m]
10 #define DICKE .0000003 //Dicke der Probe [m]
11 #define MU_NULL 1.2566370614*pow(10,-6) //my0 [H/m]
12
13 #define MAXLEN (1024*20)
14
15 // compile : gcc -o inv inv.c -Wall -lm -lfftw3
16 //
17 // execute: ./inv file.txt > LOG
18
19 int main(int argc,char **argv) {
20
21     fftw_complex *HF; //Fouriertransformierte von H
22     fftw_complex *H;
```

```
23     fftw_complex *G,*GR,*JX,*JY;
24     fftw_plan plan,plan2,plan3;
25
26     double K,kf,kx,ky,kmax,MaxG,BetrGR,KX,KY;
27
28     int i,j,k;
29
30     int X,Y,Z;
31
32     double res, LENGTH, Bext;
33
34     double HANNING,m,ti,sizerev;
35
36     int size;
37
38     FILE *file,*fGR;
39
40     char buf[MAXLEN],bufx[MAXLEN];
41
42     char *t,foo[10];
43
44
45
46
47
48     printf("Hanning-Faktor (0<H<1)=? \n");
49
50     scanf("%lf",&HANNING);
51
52     printf("Kalibration: Steigung (nur bei Input als Rotation!)\nm=?
53 \n");
54
55     scanf("%lf",&m);
56
57     printf("Kalibration:Achsenabschnitt (nur bei Input als
58 Rotation!)\nt=? \n");
59
60     scanf("%lf",&ti);
61
62     printf("B extern [mT]=? \n");
63
64     scanf("%lf",&Bext);
65
66
67
68     /* file auslesen */
```



```
49     file=fopen(argv[1],"r");
50     fgets(buf,MAXLEN,file);
51     sscanf(buf,"#DaVis %s 2D-image %d %d %d %lf",foo,&X,&Y,&Z,&res);
52     //Auslesen aus Header: Zahl der Pixel in X-/Y-Richtung,
53     Pixelgrösse(res)
54     printf("Info:  Version=%s,  X   =%d,   Y=%d,   Z=%d,   res=%lf,
55 my=%15.11lf\n",foo,X,Y,Z,res,MU_NULL);
56
57     for(i=0;i<MAXLEN;i++) {
58         bufx[i]=buf[i];}
59     size=X*Y;
60     LENGTH=X*res*pow(10,-6);      //Gesamtlänge/-breite in m
61     printf("Length=%lf m\n",LENGTH);
62     H=fftw_malloc(size*sizeof(fftw_complex)); //Speicheraufruf   fÃ¼r
63 H/HF
64     HF=fftw_malloc(sizeof(fftw_complex)*size);
65
66     if(HF==NULL) {
67         printf("fftw alloc failed!\n");
68         return -1;
69     }
70     plan=fftw_plan_dft_2d(X,Y,H,HF,FFTW_FORWARD,FFTW_ESTIMATE);
71
72     for(j=0;j<Y;j++) {           //Auslesen   der   Elemente   aus
73 Messfile
74         fgets(buf,MAXLEN,file);
```

```
75         size=strlen(buf);
76         for(k=0;k<size;k++)
77             if(buf[k]==0x09) buf[k]='#';
78         t=strtok(buf,"#");
79
80         H[j*X][0]=atof(t);
81         H[j*X][0]=((H[j*X][0]*m+ti)-Bext)*0.001;           //Umrechnung
82 Rotation in Tesla: Feld=(Steigung*Rotation+Achsenabschnitt)*10-3
83         H[j*X][1]=0;
84         for(i=1;i<X;i++) {
85             t=strtok(NULL,"#");
86
87             H[j*X+i][0]=atof(t);
88             H[j*X+i][0]=((H[j*X+i][0]*m+ti)-Bext)*0.001;
89             H[j*X+i][1]=0;
90         }
91     }
92     fclose(file);
93
94     /* Fourier-Transformation */
95     printf("executing fft on H ...\n");
96     fftw_execute(plan);
97     printf("done\n");
98
99     fftw_destroy_plan(plan);
```

```
100
101
102     /* Komponenten berechnen */
103     size=X*Y;
104     G=fftw_malloc(size*sizeof(fftw_complex));
105     GR=fftw_malloc(size*sizeof(fftw_complex));
106     JX=fftw_malloc(size*sizeof(fftw_complex));
107     JY=fftw_malloc(size*sizeof(fftw_complex));
108
109     plan=fftw_plan_dft_2d(X,Y,G,GR,FFTW_BACKWARD,FFTW_ESTIMATE);
110     plan2=fftw_plan_dft_2d(X,Y,JX,JX,FFTW_BACKWARD,FFTW_ESTIMATE);
111     plan3=fftw_plan_dft_2d(X,Y,JY,JY,FFTW_BACKWARD,FFTW_ESTIMATE);
112
113     kmax=HANNING*sqrt((X/(2*LENGTH))*(X/(2*LENGTH))+(Y/(2*LENGTH))*(
114 Y/(2*LENGTH)));
115     printf("kmax=%lf\n",kmax);
116     for(j=0;j<Y;j++) {
117         for(i=0;i<X;i++) {
118             kx=(i<=X/2)?(i)/(LENGTH):(i-X)/(LENGTH);
119             ky=(j<=Y/2)?(j)/(LENGTH):(j-Y)/(LENGTH);
120             kf=sqrt(kx*kx+ky*ky);
121             if(kf==0){kf=1*pow(10,-15);}
122             else {kf=kf;}
123             if(kx==0){kx=1*pow(10,-15);}
124             else {kx=kx;}
```

```

125         if(ky==0){ky=1*pow(10,-15);}
126         else {ky=ky;}
127
128         K=exp(-kf*ABSTAND)*sinh((kf*DICKE)/2.);
129         KX=MU_NULL*K*pow(ky,-1);
130         KY=MU_NULL*K*pow(kx,-1);
131
132         if(kf<=kmax){
133
134             HF[i+j*X][0]=(0.5*(1+cos((M_PI*kf)/kmax))*HF[i+j*X][0]);
135
136             HF[i+j*X][1]=(0.5*(1+cos((M_PI*kf)/kmax))*HF[i+j*X][1]);}
137         else {
138             HF[i+j*X][0]=0;
139             HF[i+j*X][1]=0;}
140
141         G[i+j*X][0]=HF[i+j*X][0]/(MU_NULL*K);
142         G[i+j*X][1]=HF[i+j*X][1]/(MU_NULL*K);
143         JX[i+j*X][0]=HF[i+j*X][1]/KX;//JX=-i*HF/KX      =>
144     Jx,real=HFim/KX
145         JX[i+j*X][1]=(-1)*((HF[i+j*X][0])/KX);
146         JY[i+j*X][0]=(-1)*(HF[i+j*X][1]/KY);//JY=-
147     JX*(kx/ky)=i*HF/KY=>JY,r=-HFj/KY
148         JY[i+j*X][1]=HF[i+j*X][0]/KY;
149     }
150 }
```

```
151
152     printf("executing ifft on G ...\n");
153     fftw_execute(plan);
154     fftw_destroy_plan(plan);
155     printf("done\n");
156     printf("executing ifft on JX ...\n");
157     fftw_execute(plan2);
158     fftw_destroy_plan(plan2);
159     printf("done\n");
160     printf("executing ifft on JY ...\n");
161     fftw_execute(plan3);
162     fftw_destroy_plan(plan3);
163     printf("done\n");
164
165
166     /* speichern in file */
167     size=X*Y;
168     sizerev=pow(size,-1);
169
170     if(fGR=fopen("_G.TXT","w")){
171         printf("saving G to file!\n");
172         fprintf(fGR,"%s",bufx);
173         for(j=0;j<Y;j++) {
174             for(i=0;i<X;i++) {
175                 BetrGR=sizerev*GR[i+j*X][0];
```

```
176             fprintf(fGR,"%1.10e\t",BetrGR);}
177             fprintf(fGR,"\n");}
178         fclose(fGR);
179         printf("done!\n");}
180     else printf("error opening result.TXT");
181
182     if(fGR=fopen("_Jx.TXT","w")){
183         printf("saving Jx to file!\n");
184         fprintf(fGR,"%s",bufx);
185         for(j=0;j<Y;j++) {
186             for(i=0;i<X;i++) {
187                 BetrGR=sizerev*JX[i+j*X][0];
188                 fprintf(fGR,"%1.10e\t",BetrGR);}
189                 fprintf(fGR,"\n");}
190         fclose(fGR);
191         printf("done!\n");}
192     else printf("error opening resultJx.TXT");
193
194     if(fGR=fopen("_Jy.TXT","w")){
195         printf("saving Jy to file!\n");
196         fprintf(fGR,"%s",bufx);
197         for(j=0;j<Y;j++) {
198             for(i=0;i<X;i++) {
199
200                 BetrGR=sizerev*JY[i+j*X][0];
```

```
201             fprintf(fGR,"%1.10e\t",BetrGR);}
202             fprintf(fGR,"\n");}
203             fclose(fGR);
204             printf("done!\n");}
205     else printf("error opening resultJy.TXT");
206
207     if(fGR=fopen("_Jx+Jy.TXT","w")){
208         printf("saving JxJy to file!\n");
209         fprintf(fGR,"%s",bufx);
210         for(j=0;j<Y;j++) {
211             for(i=0;i<X;i++) {
212
213                 BetrGR=sqrt(JX[i+j*X][0]*JX[i+j*X][0]+JY[i+j*X][0]*JY[i+j*X][0])
214             ;
215
216                 BetrGR=sizerev*BetrGR;
217
218                 fprintf(fGR,"%1.10e\t",BetrGR);}
219                 fprintf(fGR,"\n");}
220                 fclose(fGR);
221                 printf("done!\n");}
222     else printf("error opening result.TXT");
223
224     /* fourier ende */
225     fftw_free(H);
226     fftw_free(HF);
227     fftw_free(G);
228     fftw_free(GR);
229     fftw_free(JX);
```

---

```
227         fftw_free(JY);  
228  
229         return 1;  
230     }
```



# DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt dabei:

Herrn Prof. Dr. Stritzker, für die Möglichkeit diese Arbeit am Lehrstuhl EP IV durchführen zu können, für das tolle Arbeitsklima das nicht zuletzt durch seinen toleranten und freundschaftlichen Führungsstil entstehen konnte, für die großzügige Finanzierung meiner Stelle und die Geduld die er zum Ende dieser Arbeit aufgebracht hat.

Herrn Dr. habil Andreas Heinrich, dafür dass er mich nach Augsburg geholt hat, für die aufopfernde Suche nach immer neuen Finanzierungsquellen seiner gesamten Arbeitsgruppe, für die freundschaftliche Zusammenarbeit, für viele aufschlussreiche Diskussionen und natürlich für das Durchsehen und Verbessern dieser Arbeit.

Allen Mitgliedern des Lasergruppe, für das prima Klima, die kollegiale und oft selbstlose Zusammenarbeit, die vielen Krapfenrunden und den riesen Spass den jeder verbreitet hat.

Meinen Bürokollegen Jojo und Timo dafür, dass bei uns immer was los war, für die Hilfsbereitschaft in allen Fragen des universitären und alltäglichen Lebens und die gute Stimmung im Büro.

Bei Herrn Silviu Grecu, für das freundschaftliche Verhältnis auch über die Uni hinaus, für die ständige Hilfsbereitschaft bei jeder Tages- und Nachtzeit, für die vielen angenehmen Diskussionen über Gott und die Welt bei einer entspannenden Tasse Kaffee und nicht zuletzt dafür dass er mir zu einem guten Freund geworden ist.

Bei allen Mitgliedern des Lehrstuhl EP IV und des AMU, für das tolle Arbeitsklima, die allgemeine Hilfsbereitschaft, die unzähligen Festivitäten und für die lustigen Sion-Fahrten. Mein besonderer Dank gilt hier auch Herrn Frank Zirkelbach, für die Hilfe bei der Programmerstellung.

Bei Herrn Dr. Alois Hiebl für die Bereitstellung der YBCO-Proben.

Bei meinen Eltern, dafür dass sie mir dieses Studium ermöglicht haben, für die Unterstützung in allen Lebenslagen und einfach dafür, dass sie immer für mich da sind und waren.

Und schließlich gehört mein allergrößter Dank meinem lieben Schatz Renate, ohne die das alles hier gar nicht möglich gewesen wäre. Danke, dass Du immer an mich geglaubt hast,

mich unterstützt und aufgebaut hast. Danke für die Geduld und das stetige umsorgen. Danke, dass es Dich gibt!

Ganz zum Schluss bedanke ich mich vorsichtshalber bei allen, die ich hier eventuell vergessen habe namentlich zu erwähnen, die aber dennoch erwähnenswert gewesen wären.

## LEBENS LAUF

Name: Simon Martin Che'Rose  
Geburtsdatum: 03. März 1975  
Geburtsort: Freiburg im Breißgau  
Staatsangehörigkeit: deutsch

### Schul Ausbildung:

1985 – 1994 Apian-Gymnasium Ingolstadt

### Wehrdienst:

1994 – 1995 Grundwehrdienst

### Hochschulausbildung:

1995 – 2002 Studium Technische Physik  
Technische Universität München  
Abschluss: Diplom-Physiker (Univ.)  
2002 – 2006 Promotion am Lehrstuhl Experimentalphysik 4  
Universität Augsburg

### Berufliche Tätigkeit:

Seit 2006 Framos Electronic Vertriebs GmbH  
Pullach b. München